

## PATENT ABSTRACTS OF JAPAN

(11)Publication number : 09-072827

(43)Date of publication of application : 18.03.1997

(51)Int.Cl. G01M 11/02  
 G02B 6/00  
 H04B 10/14  
 H04B 10/135  
 H04B 10/13  
 H04B 10/12

(21)Application number : 07-350485

(71)Applicant : FURUKAWA ELECTRIC CO  
 LTD:THE

(22)Date of filing : 22.12.1995

(72)Inventor : ASO OSAMU  
 OSHIMA ISAMU  
 OGOSHI HARUKI

(30)Priority

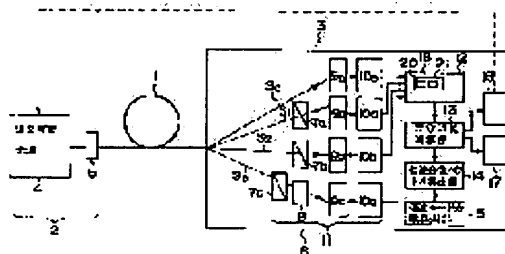
Priority number : 07187837 Priority date : 30.06.1995 Priority country : JP

## (54) METHOD AND APPARATUS FOR MEASUREMENT OF POLARIZATION MODE DISPERSION

(57)Abstract:

PROBLEM TO BE SOLVED: To measure the polarization mode dispersion of an optical transmission medium by actually measuring Jones' vector which uses normalized Stokes vectors as components.

SOLUTION: Three kinds of beams of incident light whose polarization state is different are incident on an optical transmission medium 1 from an incidence means 2. Beams of radiant light, in respective polarization state, which have been passed through the optical transmission medium 1 are detected as Stokes vector quantities by optical intensity detectors 9a, 9b, 9c. A Jones' matrix calculating and computing part 12 calculates and evaluates Jones' matrix describing the polarization characteristics of the optical transmission medium 1 by using Stokes' vectors. A difference-approximation computing part 13 approximates the difference of the Jones' matrix  $U(\omega)$  obtained by the light incidence of an angular frequency  $\omega$  and the Jones' matrix  $U(\omega+\delta\omega)$  obtained by the incidence of an angular frequency  $\omega+\delta\omega$ . A polarization-dispersion-vector computing part 14 computes a polarization dispersion vector  $\Omega$  on the basis of a matrix component obtained by the difference approximation. A polarization-mode-dispersion computing part 15 computes the absolute value of the polarization dispersion vector  $\Omega$  so as to find the polarization mode dispersion of the optical transmission medium 1.



## LEGAL STATUS

[Date of request for examination]

[Date of sending the examiner's decision of rejection]

[Kind of final disposal of application other than the examiner's decision of rejection or application converted registration]

[Date of final disposal for application]

[Patent number]

[Date of registration]

[Number of appeal against examiner's decision of rejection]

[Date of requesting appeal against examiner's decision of rejection]

[Date of extinction of right]

Copyright (C); 1998,2000 Japanese Patent Office

(19) 日本国特許庁 (J P)

(12) 公開特許公報 (A)

(11) 特許出願公開番号

特開平 9-72827

(43) 公開日 平成 9 年 (1997) 3 月 18 日

(51) Int. Cl. <sup>8</sup>

識別記号

庁内整理番号

F I

技術表示箇所

G01M 11/02

G02B 6/00

H04B 10/14

G01M 11/02

K

G02B 6/00

A

審査請求 未請求 請求項の数 12 (全 25 頁)

最終頁に続く

(21) 出願番号 特願平 7-350485

(22) 出願日 平成 7 年 (1995) 12 月 22 日

(31) 優先権主張番号 特願平 7-187837

(32) 優先日 平 7 (1995) 6 月 30 日

(33) 優先権主張国 日本 (J P)

(71) 出願人 000005290

古河電気工業株式会社

東京都千代田区丸の内 2 丁目 6 番 1 号

(72) 発明者 麻生 修

東京都千代田区丸の内 2 丁目 6 番 1 号 古河

電気工業株式会社内

(72) 発明者 大島 勇

東京都千代田区丸の内 2 丁目 6 番 1 号 古河

電気工業株式会社内

(72) 発明者 大越 春喜

東京都千代田区丸の内 2 丁目 6 番 1 号 古河

電気工業株式会社内

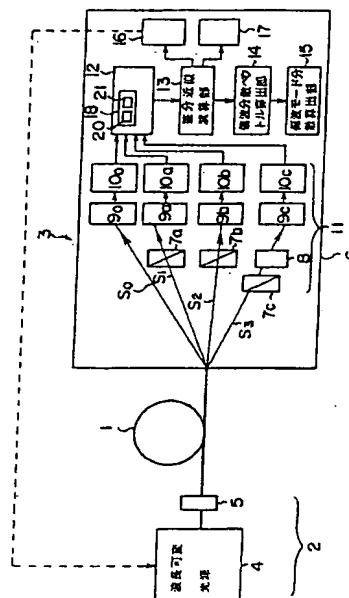
(74) 代理人 弁理士 五十嵐 清

(54) 【発明の名称】 偏波モード分散の測定方法およびその装置

(57) 【要約】

【課題】 光伝送媒質 1 の偏波モード分散の測定を規格化ストークスベクトルを成分とするジョーンズベクトルを実測して行う。

【解決手段】 入射手段 2 から偏光状態の異なる 3 種類の入射光を光伝送媒質 1 に入射する。光伝送媒質 1 を通った各偏光状態の出射光は光強度検出器 9<sub>0</sub>、9<sub>a</sub>～9<sub>c</sub> でストークスベクトル量として検出する。ジョーンズ行列算出演算部 12 は光伝送媒質 1 の偏光特性を記述するジョーンズ行列をストークスベクトルを用いて算出評価する。差分近似演算部 13 は角周波数  $\omega$  の光入射により得られるジョーンズ行列  $U(\omega)$  と、角周波数  $\omega + \Delta\omega$  の入射により得られるジョーンズ行列  $U(\omega + \Delta\omega)$  を差分近似する。偏波分散ベクトル算出部 14 は、差分近似によって得た行列成分から偏波分散ベクトル  $\Omega$  を算出する。偏波モード分散算出部 15 は偏波分散ベクトル  $\Omega$  の絶対値を算出して光伝送媒質 1 の偏波モード分散を求める。



## 【特許請求の範囲】

【請求項1】 被測定対象の光伝送媒質の入射端に3種類の異なった偏光状態の光を入射し、光伝送媒質通過後の各光の偏光状態の変化をストークスベクトルとして測定し、測定した各ストークスベクトルを規格化処理して規格化ストークスベクトルを算出し、これらの規格化ストークスベクトルを用いて前記光伝送媒質の偏光特性を記述するジョーンズ行列Uの各成分を求める一連の手続を、光伝送媒質の入射端に角周波数 $\omega$ とこの $\omega$ から微小周波数区間 $\Delta\omega$ だけ離れた角周波数 $\omega + \Delta\omega$ の2つの角周波数の光を入射して行い、次に、角周波数 $\omega$ の光に対する測定によって得られるジョーンズ行列U( $\omega$ )および角周波数 $\omega + \Delta\omega$ の光の場合における測定によって得られるジョーンズ行列U( $\omega + \Delta\omega$ )を用いて差分近似を行い2行2列の行列Hを $H \equiv 2i(dU/d\omega)U^+$ として算出し、この行列Hの成分から偏波分散ベクトル $\Omega$ を求め、次に偏波分散ベクトル $\Omega$ の絶対値を求めて偏波モード分散を評価することとを特徴とする偏波モード分散の測定方法。

【請求項2】 請求項1記載の偏波分散の評価を行う際に、別途被測定対象の光伝送媒質通過後の光の偏光度を測定して十分完全偏光に近いことを確認するとともに、請求項1記載の行列Hの第1行第1列の成分 $h_{11}$ の虚数部 $I_m[h_{11}]$ と実数部 $R_e[h_{11}]$ の比 $I_m[h_{11}]/R_e[h_{11}]$ が1よりも十分小さいことを確認することで、偏波モード分散の測定精度を評価する請求項1記載の偏波モード分散の評価方法。

【請求項3】 光伝送媒質通過後の各偏光状態の光を、検光子を通さない基本光と、異なる偏波面の検光子を通した3種類の偏波光とに区分し、基本光の実測ストークスベクトルを $S_0$ 、偏波の異なる3種類の偏波光の実測ストークスベクトルを $S_1$ 、 $S_2$ 、 $S_3$ としたとき、規格化ストークスベクトル $s_1$ 、 $s_2$ 、 $s_3$ を $s_1 = S_1/S_0$ 、 $s_2 = S_2/S_0$ 、 $s_3 = S_3/S_0$ の演算により算出する請求項1又は請求項2記載の偏波モード分散の測定方法。

【請求項4】 光伝送媒質の出射端で測定されるストークスベクトルを単位長さに規格化し、この規格化ストークスベクトルを用いて被測定対象の光伝送媒質の偏光特性を記述するジョーンズ行列をユニタリー形式で求め、角周波数 $\omega$ の光によって得られるユニタリー形式のジョーンズ行列U( $\omega$ )と角周波数 $\omega + \Delta\omega$ の光によって得られるユニタリー形式のジョーンズ行列U( $\omega + \Delta\omega$ )を用いて差分近似による行列Hを算出することとを特徴とする請求項1又は請求項2又は請求項3記載の偏波モード分散の測定方法。

【請求項5】 単位長さの再規格化ストークスベクトル $s_i$  ( $i=1, 2, 3$ )は規格化ストークスベクトルを $s_1$ 、 $s_2$ 、 $s_3$ としたとき、 $s_i/\sqrt{(s_1^2 + s_2^2 + s_3^2)} \Rightarrow s_i$ の演算(ただし $i=1, 2, 3$ )により算

出する請求項4記載の偏波モード分散の測定方法。

【請求項6】 光の偏光状態を記述する規格化ジョーンズベクトル $\xi$ を、光伝送媒質の出射端で測定されて規格化又は単位長さに規格化された3成分のストークスベクトル $s_1$ 、 $s_2$ 、 $s_3$ を用い、 $\gamma$ を任意位相因子とし、 $s_1 \rightarrow -1$ の極限操作を行うことによって、(数1)の式によって表し、

【数1】

$$\xi = \frac{\exp(i\gamma)}{\sqrt{2(1+s_1)}} \begin{bmatrix} 1+s_1 \\ s_2+is_3 \end{bmatrix}$$

この関係式を用いることによって偏波モード分散を測定する請求項1乃至請求項5のいずれか1つに記載の偏波モード分散の測定方法。

【請求項7】 光伝送媒質の入射端から入射される3種類の偏光状態A、B、Cをジョーンズベクトルの表現で(数2)のように表現し、

【数2】

$$E_A = \begin{bmatrix} E_1^A \\ E_2^A \end{bmatrix}, \quad E_B = \begin{bmatrix} E_1^B \\ E_2^B \end{bmatrix}, \quad E_C = \begin{bmatrix} E_1^C \\ E_2^C \end{bmatrix}$$

光伝送媒質の出射端で測定算出される規格化又は単位長さに再規格化されたストークスベクトルを(数3)の如く表し、

【数3】

$$s_A = \begin{bmatrix} s_1^A \\ s_2^A \\ s_3^A \end{bmatrix}, \quad s_B = \begin{bmatrix} s_1^B \\ s_2^B \\ s_3^B \end{bmatrix}, \quad s_C = \begin{bmatrix} s_1^C \\ s_2^C \\ s_3^C \end{bmatrix}$$

ジョーンズベクトルとストークスベクトルの関係より、入射光の偏光状態A、Bに関して次の4つの関係式を成立させ、

$$\begin{aligned} [(1+s_1^A)/\sqrt{2(1+s_1^A)}] \exp(i\gamma_A) &= u_1 \xi_1^A + u_2 \xi_2^A, \\ [(1+s_1^B)/\sqrt{2(1+s_1^B)}] \exp(i\gamma_B) &= u_1 \xi_1^B + u_2 \xi_2^B, \\ [(s_2^A + is_3^A)/\sqrt{2(1+s_1^A)}] \exp(i\gamma_A) &= u_1^* \xi_2^A - u_2^* \xi_1^A, \\ [(s_2^B + is_3^B)/\sqrt{2(1+s_1^B)}] \exp(i\gamma_B) &= u_1^* \xi_2^B - u_2^* \xi_1^B \end{aligned}$$

これらの方程式に以下の束縛条件があることを利用し、

$$\begin{aligned} |u_1|^2 + |u_2|^2 &= 1, \\ |\xi_1^A|^2 + |\xi_2^A|^2 &= 1, \\ |\xi_1^B|^2 + |\xi_2^B|^2 &= 1 \end{aligned}$$

さらに、 $\gamma = \gamma_A + \gamma_B$ で定義する変数 $\gamma$ を用いて $\gamma_B$ を $\gamma_A$ で書き換えることにより、他の位相因子の全てを $\gamma_A$ を未知数として含む関数として表し、2行2列のユ

ユニタリー形式のジョーンズ行列を(数4)の如く求め、

【数4】

$$U = \begin{bmatrix} u_1 & u_2 \\ -u_2^* & u_1^* \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{|m_1|^2 + |m_2|^2}} \begin{bmatrix} m_1(\tau_A) & m_2(\tau_A) \\ -m_2^*(\tau_A) & m_1^*(\tau_A) \end{bmatrix}$$

次に、前記4つの関係式中の6つの変数の内の残りの変数 $\tau_A$ を求めるために、上記(数4)の式で表される行列のもとで偏光状態Cの光を光伝送媒質に通過させた場

合に成り立つ(数5)の関係

【数5】

$$\frac{\exp(i\tau_C)}{\sqrt{2(1+s_1^2)}} \begin{bmatrix} 1+s_1^2 \\ s_2^2 + i s_3^2 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2(|m_1|^2 + |m_2|^2)}} \begin{bmatrix} m_1 + m_2 \\ m_1^* - m_2^* \end{bmatrix}$$

を用いることにより、 $\tau_C$ と $\tau_A$ を求め、これによりジョーンズ行列の全ての成分を決定したユニタリー形式のジョーンズ行列を求めることを特徴とする請求項6記載の偏波モード分散の測定方法。

【請求項8】 差分近似を行うことによって得られる行列Hの第1行第1列の成分 $h_1$ の虚数部 $I_m[h_1]$ と実数部 $R_e[h_1]$ の比 $I_m[h_1]/R_e[h_1]$ の絶対値の値が、0より大きく1より小さい範囲で与えられる、一次微小量近似成立の基準値 $\eta$ 以下となるように、微小周波数区間 $\Delta\omega$ を決定することにより、偏波モード分散の測定誤差を評価することを特徴とする請求項1乃至請求項7のいずれか1つに記載の偏波モード分散の測定方法。

【請求項9】 被測定対象の光伝送媒質の入射端に少くとも3種類の偏光状態を入射可能な光入射手段と、光伝送媒質の出射端で前記3種類の偏光状態の入射光に対応する出射偏光をストークスベクトル量として測定する出射光測定手段と、この出射光測定手段で得られたストークスベクトルを用いることにより、光伝送媒質の光の偏光特性を記述するジョーンズ行列をユニタリー形式で求めるジョーンズ行列算出演算部と、3種類の偏光状態の角周波数 $\omega$ の入射光を光伝送媒質に通過させることによって得られるユニタリー形式のジョーンズ行列 $U(\omega)$ と同じ3種類の偏光状態の微小周波数区間 $\Delta\omega$ だけ離れた角周波数 $\omega + \Delta\omega$ の入射光を光伝送媒質に通過させることによって得られるユニタリー形式のジョーンズ行列 $U(\omega + \Delta\omega)$ を用いて差分近似を行い2行2列の行列 $H$ を $H \equiv 2i(dU/d\omega)U^+$ として算出する差分近似演算部と、この差分近似演算部により求められる行列Hの成分により偏波分散ベクトルを求める偏波分散ベクトル算出部と、この算出された偏波分散ベクトル $\Omega$ の絶対値を求めて偏波モード分散 $\Delta\tau$ ( $\Delta\tau = |\Omega|$ )を算出する偏波モード分散算出部とを有することを特徴とする偏波モード分散の測定装置。

【請求項10】 ジョーンズ行列算出演算部には出射光測定手段で測定・評価された検光子を通さない基本光の実測ストークスベクトル $S_0$ と検光子を通して偏波の異なる3種類の偏波光の実測ストークスベクトル $S_1$ 、

$S_2$ 、 $S_3$ とに基づき、規格化ストークスベクトル $s_1$ 、 $s_2$ 、 $s_3$ を $s_1 = S_1/S_0$ 、 $s_2 = S_2/S_0$ 、 $s_3 = S_3/S_0$ の演算により算出する第1の規格部が設けられていることを特徴とする請求項9記載の偏波モード分散の測定装置。

【請求項11】 ジョーンズ行列算出演算部には第1の規格部により算出された規格化ストークスベクトル $s_1$ 、 $s_2$ 、 $s_3$ に基づき単位長さの再規格化ストークスベクトル $s_i$ ( $i=1, 2, 3$ )を $s_i/\sqrt{(s_1^2 + s_2^2 + s_3^2)} \Rightarrow s_i$ の演算(ただし $i=1, 2, 3$ )により算出する第2の再規格部が設けられていることを特徴とする請求項10記載の偏波モード分散の測定装置。

【請求項12】 差分近似演算部により求められる行列Hの第1行第1列成分の $h_1$ の虚数部 $I_m[h_1]$ と実数部 $R_e[h_1]$ の比 $I_m[h_1]/R_e[h_1]$ の絶対値の値が0より大きく1よりも小さい範囲で予め与えられる一次微小量近似成立の基準値 $\eta$ 以下となるように $\Delta\omega$ の微小周波数区間を自動決定する角周波数刻み幅自動設定部を有することを特徴とする請求項9又は請求項10又は請求項11記載の偏波モード分散の測定装置。

【発明の詳細な説明】

【0001】

【発明の属する技術分野】 本発明は、光通信の分野において光ファイバの伝送特性を制限する、偏波モード分散を正確に測定するための偏波モード分散の測定方法およびその装置に関する。

【0002】

【従来の技術】 光ファイバ増幅器や、分散制御シングルモード光ファイバ技術等の発達により、長距離大容量の光通信を行う場合、従来問題にならなかった偏波モード分散が、光ファイバの伝送特性を制限する重要なパラメータの1つとして注目されることになった。このような背景の元で、現在光伝送媒質である光ファイバの偏波モード分散を正確に測定することが重要な問題の1つになっている。なお、本明細書中の説明では多種の文献(図書を含む)を引用するが、これらの文献の一覧は予め表1～表3に示しておく。

【0003】

【表 1】

(1)	竹中 裕、「偏光光学への函数論の応用」、光学、vol.1, No4 (1972), pp.195-201.
(2)	C.D.Poole, N.S.Bergano, R.E.Wagner and R.J.Shulte. "Polarization Dispersion and Principal States in a 147 km Undersea Lightwave Cable", Journal of Lightwave Technology, vol.6, No.7, (1988), pp.1185-1190.
(3)	C.D.Poole and R.E.Wagner. "Phenomenological Approach to Polarization Dispersion in Long Single-Mode Fibers", Electronics Letters, vol.22, No.19, (1986), pp.1029-1031.
(4)	J.J.Refi, T.E.Darcie, A.F.Judy and C.D.Poole. "Polarization Dispersion and Its Effect on Optical Transmission", 1993 NCTA Technical Papers, (1993), pp.116-121.
(5)	B.L.Heffner. "Automated Measurement of Polarization Mode Dispersion Using Jones Matrix Eigenanalysis", IEEE Photonics Technology Letters, vol.4, No.9, (1992), pp.1066-1069. B.L.Heffner. "Polarization Mode Dispersion", Technical Digest on Optical Fiber Communications '94, Tutorial Session, ThE, (1994), pp.96-122.
(6)	N.Gisin. "Polarization Mode Dispersion: Definitions, Measurements and Statistics", Technical Digest-Symposium on Optical Fiber Measurements, 1994, (1994), pp.149-154.
(7)	C.R.Menyuk and P.K.A.Wai "Polarization Evolution and Dispersion with Spatially Varying Birefringence", Journal of the Optical Society of America B, vol.11, No.7, (1994), pp.1288-1292.

【0004】

【表 2】

(8)	N.Gisin and J.P.Pelloux, "Polarization Mode Dispersion :Time versus Frequency Domains", Optics Communications,vol.89,No.2,3,4,(1992)p.316-323.
(9)	W.Eickhoff,Y.Yea and R.Ulrich, "Wavelength Dependence of Birefringence in Single-Mode Fiber", Applied Optics,vol.20,No.19,(1981).pp.3428-3435.
(10)	R.Ulrich, "Representation of Codirectional Coupled Waves," Optics Letters,vol.1,No.3,(1977).pp.109-111.
(11)	A.Simon and R.Ulrich, "Evolution of Polarization along a Single-Mode Fiber", Applied Physics Letters,vol.31,No.8,(1977).pp.517-520.
(12)	G.J.Foschini and C.D.Poole, "Statistical Theory of Polarization Dispersion in Single-Mode Fibers", Journal of Lightwave Technology,vol.9,No.11,(1991).pp.1439-1456.
(13)	R.C.Jones, "A New Calculus for the Treatment of Optical Systems,VI.Experimental Determination of the Matrix", Journal of the Optical Society of America,vol.37,No.2,(1947)pp.110-112.
(14)	Hewlett Packard Company HP8509A/B Lightwave Polarization Analyzer User's Reference Guide,(1992). pp.chap.2,p.15.
(15)	O.Aso,I.Ohashima and H.Ogoshi, "A Study on the First Order Effect of the Phenomenological PMD model in Long DSP", Final Program and Technical Digest,Fifth Optoelectronics Conference,(1994),14B-2, pp.238-239.

(16)	O.Aso, I. Ohshima and H. Ogoshi, "Study on A Conservation Quantity in PHD Measurements", Technical Digest-Symposium on Optical Fiber Measurements 1994, (1994) pp.159-162.
(17)	波平 宜敬、近藤 文隆、若林 博晴、 「長距離光ファイバにおける偏波分散測定」、 電子情報通信学会技術研究報告-光通信システム、vo.90, No.421, OCS90-56, (1990), pp.31-38.
(18)	麻生 修、大島 勇、 「偏波モード分散測定におけるモード結合に関する一考察」、 電子情報通信学会技術研究報告-光通信システム、OCS94-75(1994-11), pp.87-92.
(19)	高崎 宏、 「偏光の表示」、(「結晶光学」、応用物理学会懇話会編、森北出版株式会社編 (1975)、 第5章に収録。 D.S.Kliger, J.W.Lewis and C.E.Randall, "Polarized Light in Optics and Spectroscopy", Academic Press, (1990). E.Collet, "Polarized Light-Fundamentals and Applications", Marcel Dekker, Inc., N.Y., (1993).
(20)	高橋 康、「物理数学ノート」IV章、講談社、(1992). 、「物理数学ノートII」VI章、講談社、(1993). 、「量子場を学ぶための場の解析力学入門」、講談社、(1982).
(21)	C.Kittel, "Introduction to Solid State Physics", 6th ed., chap.16, John Wiley and Sons, 1986.
(22)	M.Born and E.Wolf, "Principles of Optics", 6th ed., Pergamon, 1980. (邦訳:「光学の原理」)、草川、横田共訳、東海大学出版会)

【0006】文献〔4〕には、偏波モード分散が生じる原因として、(i) 光ファイバ自身が有している原因 (intrinsic causes) と、(ii) 光ファイバの敷設条件下の条件により生じる原因 (extrinsic causes)、として総計5つの原因を挙げている。ところが、実際は光ファイバの長手方向に沿ってこれらの原因がランダムに分布しており、この状況はランダム・モード結合と呼ばれている。このような場合には、周波数的に安定して存在する固有偏光状態が存在しないことが知られており、長尺光ファイバの偏波モード分散の解析は、正にランダムなモード結合のために困難になっている。

【0007】文献〔3〕には、上述のような状況におけ

る偏波モード分散の解析手段として、主偏光状態 (principal states of polarization) の概念が述べられている。この文献で C. D. Poole と R. E. Wagner は、偏波依存損失 (PDL: polarization dependent losses) がない、もしくは無視できるような光の伝送媒質に対して、合理的に偏波モード分散を決定する方法を提案した。この文献において Poole と Wagner が示した解析方法は、別の観点から考察する場合、周波数領域での偏波モード分散の測定方法とも解釈できる。実際 Poole らのアイデアに基づいて、具体的な偏波モード分散測定方法が B. L. Heffner により報告されている (文献〔5〕)。この方法はジョーンズ行列法 (Jones matrix



eigenanalysis) と呼ばれており、N. Gisin が行った報告によれば、干渉法 (interferometric)、固定アナライザ法 (fixed analyzer) と並び、偏波モード分散の代表的な測定法の 1 つとして考えられるようになっている (文献〔6〕)。

【0008】次に、Poole と Wagner の論文 (文献〔3〕) に沿って、主偏光状態および偏波モード分散の測定法の原理を示し、この測定法の問題点を考察する。文献〔1〕,〔7〕,〔8〕およびその参考文献にあるように、光伝送媒質の偏光状態を記述するジョーンズベ

$$U(\omega) = \begin{bmatrix} u_1(\omega) & u_2(\omega) \\ -u_2^*(\omega) & u_1^*(\omega) \end{bmatrix} \quad |u_1(\omega)|^2 + |u_2(\omega)|^2 = 1$$

【0010】この表記において一般の光伝送損失はないものとしたが、文献〔2〕に示しているように、光伝送損失が無視できない場合にも容易に拡張することができ、本質的に同等の結果を与える。ジョーンズ行列による計算の手順に従うと、入射および出射偏光状態を表すジョーンズベクトルを  $\xi_{in}$ ,  $\xi_{out}$  とおいた場合、これらは光の角周波数を  $\omega$  とすると、

【0011】

$$e^{iz} \xi_{out}(\omega) = U(\omega) \xi_{in} \quad (1)$$

$$d\xi_{out}/d\omega = (dU(\omega)/d\omega) \xi_{in} - i(d\rho/d\omega) U \xi_{in} \quad (3)$$

【0015】ここで以下のように入射偏光状態を固定した。

$$d\xi_{in}/d\omega = 0 \quad (4)$$

【0017】Poole と Wagner が示しているように、主偏光状態は

$$(dU/d\omega - i(d\rho/d\omega)U) \xi_{in} = 0 \quad (6)$$

【0021】この式を解くと、固有値

$$d\rho \pm d\omega = \pm \sqrt{(|du_1/d\omega|^2 + |du_2/d\omega|^2)} \quad (\text{複合同順}) \quad (7)$$

【0023】に対応して固有ジョーンズベクトルを得る。したがって、この固有値に対応する固有ジョーンズベクトルは周波数の微小変化に対して安定であることが分かる。これらのジョーンズベクトルが示す偏光状態は入力側の主偏光状態という。出力側の主偏光状態は式

$$d^n u_i / d\omega^n = O(e^n), \quad (n \geq 2, i = 1, 2) \quad (8)$$

【0025】

$$(du_i/d\omega)(du_j/d\omega) = O(e^2), \quad (i, j \geq 1, 2) \quad (8')$$

【0026】ここで  $O$  はランダウの記号で、微小量は 2 次以上は無視できる。この条件を満たす限り、主偏光状態は出力の偏光状態が周波数的に安定して存在するような偏光状態であり、この意味で固有偏光状態 (文献〔1〕) の一般的な拡張となっている。Poole らによる

クトルおよびその変化は、複素 2 成分を有するスピノール量 (文献〔20〕) として振る舞う。このことは、光の伝送媒質の偏波依存損失が無視できる場合、光伝送媒質の偏光特性を記述するジョーンズ行列は偏光状態空間においてジョーンズベクトルをユニタリー変換する行列と解釈できる。したがって、この場合のジョーンズ行列は一般に以下の形式の 2 行 2 列のユニタリー行列の形に書ける (文献〔3〕)。なお、\* 印は複素共役を示す。

【0009】

【数 6】

【0012】

$$\xi_{in} = U^+(\omega) e^{iz} \xi_{out}(\omega) \quad (2)$$

【0013】という関係を有する。ここで、 $z = \rho$

( $\omega$ ) であり、 $U$  の右肩の + はエルミート共役を表す。 $\rho$  は光伝送媒質を通過することにより得られる絶対位相の変化である。式 (1) の両辺を微分して式 (2) で示される関係を用いると、以下の関係式を得る。

【0014】

$$d\xi_{out}/d\omega = 0 \quad (5)$$

【0019】であることを要求する (文献〔2〕)。したがって、(3) 式より、以下に示す固有値方程式を得る。

【0020】

【0022】

(1) を用いることにより得られるが、条件 (5) 式が成立するためには陰に以下の条件を仮定する必要がある。

【0024】

と、偏波モード分散  $\Delta\tau$  は主偏光状態間の群遅延時間差として定義するのが妥当であり、これは計算により以下のように与えられる (文献〔3〕)。

【0027】

$$\Delta \tau = | (d\rho_+ / d\omega) - (d\rho_- / d\omega) | = 2\sqrt{(|du_1| / d\omega|^2 + |du_2| / d\omega|^2)} \dots (9)$$

【0028】以上が主偏光状態を用いた偏波モード分散の考え方であり、ジョーンズ行列法による偏波モード分散測定の基礎をなすアイデアである。ただし、以上の議論は条件(5)式を満たす範囲でしか適用できない。0 ( $e^2$ ) = 0 という条件が成り立たない場合には、これらの議論は成立しなくなる。この意味で上記の議論は一次微小量近似 (the first order approximation) の議論と呼ばれる (文献〔3〕)。

【0029】一般に、この偏波モード分散の測定方法と等価な方法として知られている方法を以下に示す。文献〔8〕では、偏光状態のポアンカレ球表示 (文献〔20]) を行い、光伝送媒質の有する複屈折の周波数依存性により出力のストークスベクトルが変動する姿態から、偏波モード分散を評価する方法を示している。規格化ストークスパラメータ  $s_1, s_2, s_3$  で張られる空間を偏光状態空間と呼び、この空間の中におけるベクトル量を規格化ストークスベクトルと呼ぶ。完全偏光を取り扱う場合、ジョーンズベクトルと規格化ストークスベクトルは同じ概念の表現の違いである。このことは、「主偏光状態の概念をストークスベクトルを用いて行うことが可能である」ということを示唆しており、実際に Eickhoff らによる報告 (文献〔9])、Poole らによる報告 (文献〔2]) において主偏光状態をベクトル場で議論することが行われている。

【0030】以下に、規格化ストークスベクトルを用いた主偏光状態の議論を行い、ベクトル場において偏波モード分散の測定がどのように行われているかを考察する。W. Eickhoff らは、複屈折を有する光伝送媒質を通過した後の出力光の偏光状態が周波数の変化に対してどのように変動するかを調べた。彼らは、複屈折により偏光状態が空間的に (光が、光ファイバを伝播するうちに) 変化する状態を表す Ulrich の定式化 (文献〔10])、〔11]) を用いて、この方程式との類推から、直感的に以下のような方程式を提案し、実験による裏付けを得た (文献〔2])。

$$[0031] \quad ds / d\omega = \Omega \times s \dots (10)$$

【0032】この式において、 $s$  は規格化ストークスベクトルを表しており、 $\omega$  は光の角周波数を表す。また、 $\Omega$  は Poole らにより偏波分散ベクトル (polarization dispersion vector) と名付けられた、偏光状態空間内のベクトルであり、その大きさは媒質の偏波モード分散に等しく向きはポアンカレ球上で主偏光状態を指す (文献〔12])。Eickhoff らは、モード結合のない様な複屈折の場合のみを議論したが、後に一次微小量近似と結合させることにより、方程式 (10) がモード結合のある一般の場合でも成立することが Poole らにより示された (文献〔2])。この方程式から、 $\Omega$  が周波数の変化に対して一定であれば、光の周波数を変化させるにつれて

ストークスベクトルは  $\Omega$  を回転の中心とし、かつ、 $\Omega$  の大きさを角速度とする歳差運動を行うことが分かる。実際に測定された軌道を、図 4 に示す。

【0033】前出の主偏光状態の概念は、このような幾何学的な描像の元で次のように表現できる。「ある角周波数  $\omega_0$  における媒質の複屈折を考える場合、それがどのような  $\Omega$  を与えようと、 $\omega_0$  の近傍の一次の微小な角周波数幅  $\Delta\omega$  の間では  $\Omega$  は一定である。このため、 $\Omega$  と平行なストークスベクトルは一次微小量近似の元で周波数的に安定に存在し、これを主偏光状態と呼ぶ。」したがって、一次微小量近似の満たすべき条件は以下のように記述できる (文献〔2])。

$$[0034] \quad d\Omega / d\omega = 0 \dots (11)$$

【0035】様な複屈折を有する光伝送媒質 (例えば、偏波保持光ファイバ) を例にとり、以上の議論を考えてみる。偏波保持光ファイバの主軸が、実験室系の座標である  $x$  軸、 $y$  軸から角度  $\phi_B$  だけ傾いているとする。具体的には偏波保持光ファイバの複屈折の大きさを  $\Delta n$  とすると、偏波分散ベクトル  $\Omega$  は以下のように表される (文献〔9])。

【0036】

【数 7】

$$\Omega = \frac{\Delta n L}{c} \begin{bmatrix} \cos 2\phi_B \\ \sin 2\phi_B \\ 0 \end{bmatrix}$$

【0037】ここで  $L$  はファイバ長であり、 $c$  は真空中の光の速さである。したがって、方程式 (10) に従えば、周波数の変化とともにストークスベクトル (の先端) は図 5 に示すような円軌道を描くことになる。上記の主偏光状態の議論において、Poole と Wagner が示した事実は以下のようにまとめられる。(i) 一般に出力光の  $\Omega$  の向きと大きさは周波数に依存する。(ii) しかし、周波数の一次の微小変化において  $\Omega$  は変化を受けない。以上の議論のうち、特に (ii) の事実が「一次微小量近似」に対応する。主偏光状態は、周波数の範囲が条件 (ii) を満たしている場合にしか安定して依存しない。

【0038】

【発明が解決しようとする課題】既出の通り、主偏光状態の考え方を利用した偏波モード分散の測定方法については、B. L. Heffner により具体的な測定装置のアイデアが発表されている (文献〔5])。この方法の概略を以下に説明する。被測定光伝送媒質に対してある角周波数  $\omega$  の光を入射し、ジョーンズ行列の各成分を決定する。ジョーンズ行列の成分の有する自由度は 3 であるため 3 種類の異なる偏光状態の入射光を入れ、出射側の

光の応答から計算によりジョーンズ行列の各成分を決定する(文献〔13〕)。

【0039】この作業を、2つの隣合った角周波数 $\omega_0$ と $\omega_0 + \Delta\omega$ で行い、固有値方程式(6)に対応する方程式を差分近似で解くことにより、媒質の偏波モード分散を測定する。測定から偏波モード分散をできるだけ正確に評価するためには、一次微小量近似が成立する範囲で $\Delta\omega$ をできるだけ大きくとる必要がある。したがって、一次微小量近似が成立する範囲で十分大きな角周波数刻み幅(微小周波数区間) $\Delta\omega$ が、偏波モード分散測定における最適な角周波数刻み幅となる(文献〔14〕)。

【0040】この方法における問題点は、HP社の偏波アナライザのカatalog(文献〔14〕)やAsoらによる報告で示されたように(文献〔15〕,〔16〕)、一次微小量近似が成立しない程度に角周波数の幅 $\Delta\omega$ を大きくとると、偏波モード分散を誤って評価してしまうことになる。

【0041】この問題を回避するために通常採用されている方法を次に示す(文献〔13〕,〔17〕)。角周波数を $\omega_0$ から $\omega_0 + \Delta\omega$ まで連続的に変化させながら、出力光の偏光状態をポアンカレ球上で観測する。方程式(10)、(11)を基礎にすると、一次微小量近似が成立する範囲では、出力光の偏光状態はポアンカレ球上で図4に示したような円軌道を描く。円軌道から外れるところが一次微小量近似が成立する $\Delta\omega$ の最大値である。このようにして、周波数刻み幅が最適であるか否かを評価するのである。

【0042】この方法を用いる際の問題点は、このようにして決定した $\Delta\omega$ を用いてジョーンズ行列法で偏波モード分散を測定した場合に、測定結果が正しいという保証がないことにある。実際に、Heffnerによる報告では、R. C. Jonesの原論文に従った方法(文献〔13〕)で行列の決定を行っているため、測定された伝送媒質の偏波依存損失が少しでもあれば、ジョーンズ行列を(数1)に示すようなユニタリー行列の形になるように測定できない(文献〔5〕)。また、行列の各成分を独立に測定するために、測定に対する誤差が僅かでもあれば、その結果が直接行列に影響するため、求められた行列がユニタリー形式になっていないことも十分考えられる。

【0043】このため、固有値方程式(6)に対応する別の方程式を解くことにより、偏波モード分散を評価している。さらに、Heffnerはこの別の方程式を効率良く解くために指数関数近似(the exponential approximation)と呼ばれる、一次微小量近似とは関係のない近似を用いている。これらの理由から、Heffnerが示した偏波モード分散の測定法は、Poole and Wagnerによる主偏光状態の理論を完全に満たした測定法であるか否かの議論を残すことになる。このような事情から、Asoらは80

kmの分散シフト光ファイバを用いて、指数関数近似が成立する範囲と一次微小量近似が成立する範囲を調べた。この結果、長尺の単一モード光ファイバにおいては、2つの近似がほぼ一致していることを確認した(文献〔15〕,〔16〕)。しかし、このことが一般の光伝送媒質に対して成り立つという保証はない。

【0044】このような理由から別の可能性として、Asoらは大域的測定(global measurements)と局所的測定(local measurements)の比較というアイデアを提案した(文献〔16〕)。しかし、この方法では $\Delta\omega$ の最適刻み幅を決定するのに時間がかかる上に、局所的測定からくる制限が厳しく、偏波モード分散が比較的大きな(>5 ps)伝送媒質の評価には使用できない欠点がある。

【0045】これまで述べてきた問題点は、以下の事柄に起因していると考えられる。(a)文献〔3〕に記載されているオリジナルの考え方に忠実に沿った測定系を組まなかったこと。(b)ジョーンズ行列の計算により示された主偏光状態の考え方を、実測可能なストークスベクトルの考え方に置き換える場合に、両者の考え方の関係が明白でなかったこと。つまり、光伝送媒質を通過する光の出射端での偏光状態をジョーンズベクトルで記述すると、光伝送媒質の入射光の偏光状態を示す2成分のジョーンズベクトルに、2行2列のジョーンズ行列を掛け合わせたベクトルとして得られる。一方、光伝送媒質の出射端での偏光状態を記述するストークスベクトルは、光伝送媒質の入射光の偏光状態を記述する4成分のストークスベクトルに4行4列のミューラー行列を掛け合わせたベクトルとして得られる。光伝送媒質の偏波モード分散は光伝送媒質を通過する光の角周波数 $\omega$ の変化に対する偏光状態の変化に関連し、この角周波数 $\omega$ の変化に対する偏光状態の変化は、光伝送媒質の出射端での偏光状態をストークスベクトルを用いて記述する手法では、前記方程式(10)によって与えられることがすでに知られている。光伝送媒質の出射端での偏光状態をジョーンズベクトルで記述する手法を用いる場合には、前記(10)式の $d\mathbf{s}/d\omega$ に対応する物理量は出射端での偏光状態を記述するジョーンズベクトル $\mathbf{s}$ を角周波数 $\omega$ で微分してなる( $d\mathbf{s}/d\omega$ )で表されるが、この角周波数の変化に対するジョーンズベクトルの変化を示す方程式を、前記ストークスベクトルの方程式(10)に対応する方程式として、どのように表現できるかが明らかでなかった。(c)偏波分散ベクトル $\Omega$ を成分毎に直接に測定する方法がなかった。

【0046】ジョーンズベクトルを用いて光伝送媒質の偏光状態を記述する手法は、入射光の偏光状態を示す2成分のジョーンズベクトルに2行2列のジョーンズ行列を掛け合わせるによって得られ、入射光の4成分のストークスベクトルに4行4列のミューラー行列を掛け合わせて光伝送媒質の偏光状態をストークスベクトルを

用いて記述する手法に比べ光伝送媒質の偏光状態の評価手法を簡易化できることになる。このことから、角周波数 $\omega$ の変化に対するジョーンズベクトルの変化の状態を表す方程式が得られれば好都合となるが、たとえその方程式が得られたとしても、ジョーンズベクトルは電界の次元をもっているため、光伝送媒質に光を入射して実際にジョーンズベクトルを測定できないという問題があり、従来においては、光伝送媒質の偏波モード分散をジョーンズベクトルを用いて実際に実測して求めるという事は不可能であった。

【0047】本発明は上記課題を解決するためになされたものであり、その目的は、ストークスベクトルを用いて表される前記方程式(10)の関係が、ジョーンズベクトルを用いてどのように表現できるかを明確化し、さらに、光伝送媒質の偏光状態を記述するジョーンズベクトルを光強度の量として実測可能なストークスベクトルを用いて表し、ジョーンズ行列の理論に忠実な測定系を組むことができるようにし、このことにより、指数関数近似等を用いることなく、一次微小量近似のみを考えることで、偏波分散ベクトル $\Omega$ を直接測定して、この偏波分散ベクトル $\Omega$ から光伝送媒質の偏波モード分散を簡易、かつ、正確に、高信頼性の下で測定することが可能な偏波モード分散の測定方法およびその装置を提供することにある。

【0048】

【課題を解決するための手段】本発明は上記目的を達成するために、次のような手段を講じている。すなわち、偏波モード分散の測定方法の第1の発明は、被測定対象の光伝送媒質の入射端に3種類の異なった偏光状態の光を入射し、光伝送媒質通過後の各光の偏光状態の変化をストークスベクトルとして測定し、測定した各ストークスベクトルを規格化処理して規格化ストークスベクトルを算出し、これらの規格化ストークスベクトルを用いて前記光伝送媒質の偏光特性を記述するジョーンズ行列 $U$ の各成分を求める一連の手続を、光伝送媒質の入射端に角周波数 $\omega$ とこの $\omega$ から微小周波数区間 $\Delta\omega$ だけ離れた角周波数 $\omega + \Delta\omega$ の2つの角周波数の光を入射して行い、次に、角周波数 $\omega$ の光に対する測定によって得られるジョーンズ行列 $U(\omega)$ および角周波数 $\omega + \Delta\omega$ の光の場合における測定によって得られるジョーンズ行列 $U(\omega + \Delta\omega)$ を用いて差分近似を行い2行2列の行列 $H$ を $H \equiv 2i(dU/d\omega)U^+$ として算出し、この行列 $H$ の成分から偏波分散ベクトル $\Omega$ を求め、次に偏波分散ベクトル $\Omega$ の絶対値を求めて偏波モード分散を評価する構成をもって、課題を解決する手段としている。

【0049】また、偏波モード分散の測定方法の第2の発明は、前記第1の発明の偏波分散の評価を行う際に、別途被測定対象の光伝送媒質通過後の光の偏光度を測定して十分完全偏光に近いことを確認するとともに、請求項1記載の行列 $H$ の第1行第1列の成分 $h_1$ の虚数部 $I$

$m[h_1]$ と実数部 $R_e[h_1]$ の比 $I_m[h_1]/R_e[h_1]$ が1よりも十分小さいことを確認することで、偏波モード分散の測定精度を評価する構成をもって課題を解決する手段としている。

【0050】さらに、偏波モード分散の測定方法の第3の発明は、前記第1又は第2の発明における規格化ストークスベクトルの算出は光伝送媒質通過後の各偏光状態の光を、検光子を通さない基本光と、異なる偏波面の検光子を通した3種類の偏波光とに区分し、基本光の実測ストークスベクトルを $S_0$ 、偏波の異なる3種類の偏波光の実測ストークスベクトルを $S_1$ 、 $S_2$ 、 $S_3$ としたとき、規格化ストークスベクトル $s_1$ 、 $s_2$ 、 $s_3$ を $s_1 = S_1/S_0$ 、 $s_2 = S_2/S_0$ 、 $s_3 = S_3/S_0$ の演算により算出する構成をもって課題を解決する手段としている。

【0051】さらに、偏波モード分散の測定方法の第4の発明は、前記第1又は第2又は第3の発明において、光伝送媒質の出射端で測定されるストークスベクトルを単位長さに規格化し、この規格化ストークスベクトルを用いて被測定対象の光伝送媒質の偏光特性を記述するジョーンズ行列をユニタリー形式で求め、角周波数 $\omega$ の光によって得られるユニタリー形式のジョーンズ行列 $U(\omega)$ と角周波数 $\omega + \Delta\omega$ の光によって得られるユニタリー形式のジョーンズ行列 $U(\omega + \Delta\omega)$ を用いて差分近似による行列 $H$ を算出する構成をもって課題を解決する手段としている。

【0052】さらに、偏波モード分散の測定方法の第5の発明は、前記第4の発明において、単位長さの再規格化ストークスベクトル $s_i$  ( $i=1, 2, 3$ )は規格化ストークスベクトルを $s_1$ 、 $s_2$ 、 $s_3$ としたとき、 $s_i/\sqrt{(s_1^2 + s_2^2 + s_3^2)} \Rightarrow s_i$ の演算(ただし $i=1, 2, 3$ )により算出する構成をもって課題を解決する手段としている。

【0053】偏波モード分散の測定方法の第6の発明は、前記第1乃至第5のいずれかの発明の構成の下で、光の偏光状態を記述する規格化ジョーンズベクトル $\xi$ を、光伝送媒質の出射端で測定されて規格化又は単位長さに再規格化された3成分のストークスベクトル $s_1$ 、 $s_2$ 、 $s_3$ を用い、 $r$ を任意位相因子とし、 $s_1 \rightarrow -1$ の極限において $\xi = (-1, 0)$ となる操作を行うことによって、(数8)の式によって表し、

【0054】

【数8】

$$F = \frac{\exp(ir)}{\sqrt{2(1+s_1)}} \begin{bmatrix} 1+s_1 \\ s_2+is_3 \end{bmatrix}$$

【0055】この関係式を用いることによって偏波モード分散を測定することを課題解決の手段としている。

【0056】偏波モード分散の測定方法の第7の発明

は、前記第6の発明の構成の下で、光伝送媒質の入射端から入射される3種類の偏光状態A、B、Cをジョーンズベクトルの表現で(数9)のように表現し、

【0057】

【数9】

$$E_A = \begin{bmatrix} E_1^A \\ E_2^A \end{bmatrix}, \quad E_B = \begin{bmatrix} E_1^B \\ E_2^B \end{bmatrix}, \quad E_C = \begin{bmatrix} E_1^C \\ E_2^C \end{bmatrix}$$

【0058】光伝送媒質の出射端で測定算出される規格化又は単位長さに再規格化されたストークスベクトルを(数10)の如く表し、

【0059】

【数10】

$$s_A = \begin{bmatrix} s_1^A \\ s_2^A \\ s_3^A \end{bmatrix}, \quad s_B = \begin{bmatrix} s_1^B \\ s_2^B \\ s_3^B \end{bmatrix}, \quad s_C = \begin{bmatrix} s_1^C \\ s_2^C \\ s_3^C \end{bmatrix}$$

【0060】ジョーンズベクトルとストークスベクトル

$$U = \begin{bmatrix} u_1 & u_2 \\ -u_2^* & u_1^* \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{|m_1|^2 + |m_2|^2}} \begin{bmatrix} m_1(\tau_A) & m_2(\tau_A) \\ -m_2^*(\tau_A) & m_1^*(\tau_A) \end{bmatrix}$$

【0062】次に、前記4つの関係式中の6つの変数の内の残りの変数 $\tau_A$ を求めるために、上記(数11)の式で表される行列のもとで偏光状態Cの光を光伝送媒質に

$$\frac{\exp(i\tau_C)}{\sqrt{2(1+s_1^C)}} \begin{bmatrix} 1+s_1^C \\ s_2^C + i s_3^C \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2(|m_1|^2 + |m_2|^2)}} \begin{bmatrix} m_1 + m_2 \\ m_1^* - m_2^* \end{bmatrix}$$

【0064】を用いることにより、 $\tau_C$ と $\tau_A$ を求め、これによりジョーンズ行列の全ての成分を決定したユニタリー形式のジョーンズ行列を求める構成を課題解決の手段としている。

【0065】偏波モード分散の測定方法の第8の発明は、前記第1～第7のいずれかの発明の構成の下で、差分近似を行うことによって得られる行列Hの第1行第1列の成分 $h_1$ の虚数部 $I_m[h_1]$ と実数部 $R_e[h_1]$ の比 $I_m[h_1]/R_e[h_1]$ の絶対値の値が、0より大きく1より小さい範囲で与えられる、一次微小量近似成立の基準値 $\eta$ 以下となるように、微小周波数区間 $\Delta\omega$ を決定することにより、偏波モード分散の測定誤差を評価する構成をもって課題を解決する手段としている。

【0066】偏波モード分散の測定装置の第1の発明は、被測定対象の光伝送媒質の入射端に少なくとも3種類の偏光状態を入射可能な光入射手段と、光伝送媒質の出射端で前記3種類の偏光状態の入射光に対応する出射偏光をストークスベクトル量として測定する出射光測定手

の関係より、入射光の偏光状態A、Bに関して次の4つの関係式を成立させ、

$$\begin{aligned} [(1+s_1^A)/\sqrt{2(1+s_1^A)}] \exp(i\tau_A) &= u_1 \varepsilon_1^A + u_2 \varepsilon_2^A, \\ [(1+s_1^B)/\sqrt{2(1+s_1^B)}] \exp(i\tau_B) &= u_1 \varepsilon_1^B + u_2 \varepsilon_2^B, \\ [(s_2^A + i s_3^A)/\sqrt{2(1+s_1^A)}] \exp(i\tau_A) &= u_1^* \varepsilon_2^A - u_2^* \varepsilon_1^A, \\ [(s_2^B + i s_3^B)/\sqrt{2(1+s_1^B)}] \exp(i\tau_B) &= u_1^* \varepsilon_2^B - u_2^* \varepsilon_1^B \end{aligned}$$

これらの方程式に以下の束縛条件があることを利用し、

$$|u_1|^2 + |u_2|^2 = 1,$$

$$|\varepsilon_1^A|^2 + |\varepsilon_2^A|^2 = 1,$$

$$|\varepsilon_1^B|^2 + |\varepsilon_2^B|^2 = 1$$

さらに、 $\tau = \tau_A + \tau_B$ で定義する変数 $\tau$ を用いて $\tau_B$ を $\tau_A$ で書き換えることにより、他の位相因子の全てを $\tau_A$ を未知数として含む関数として表し、2行2列のユニタリー形成のジョーンズ行列を(数11)の如く求め、

【0061】

【数11】

通過させた場合に成り立つ(数12)の関係

【0063】

【数12】

段と、この出射光測定手段で得られたストークスベクトルを用いることにより、光伝送媒質の光の偏光特性を記述するジョーンズ行列をユニタリー形式で求めるジョーンズ行列算出演算部と、3種類の偏光状態の角周波数 $\omega$ の入射光を光伝送媒質に通過させることによって得られるユニタリー形式のジョーンズ行列 $U(\omega)$ と同じ3種類の偏光状態の微小周波数区間 $\Delta\omega$ だけ離れた角周波数 $\omega + \Delta\omega$ の入射光を光伝送媒質に通過させることによって得られるユニタリー形式のジョーンズ行列 $U(\omega + \Delta\omega)$ を用いて差分近似を行い2行2列の行列 $H$ を $H \equiv 2i(dU/d\omega)U^+$ として算出する差分近似演算部と、この差分近似演算部により求められる行列Hの成分により偏波分散ベクトルを求める偏波分散ベクトル算出部と、この算出された偏波分散ベクトル $\Omega$ の絶対値を求めて偏波モード分散 $\Delta\tau$ ( $\Delta\tau = |\Omega|$ )を算出する偏波モード分散算出部とを有する構成をもって課題を解決する手段としている。

【0067】偏波モード分散の測定装置の第2の発明は、前記偏波モード分散測定装置の第1の発明のジョー

ンズ行列算出演算部には出射光測定手段で測定・評価された検光子を通さない基本光の実測ストークスベクトル  $S_0$  と検光子を通して偏波の異なる3種類の偏波光の実測ストークスベクトル  $S_1, S_2, S_3$  とに基づき、規格化ストークスベクトル  $s_1, s_2, s_3$  を  $s_1 = S_1 / S_0, s_2 = S_2 / S_0, s_3 = S_3 / S_0$  の演算により算出する第1の規格部が設けられている構成をもって課題を解決する手段としている。

【0068】偏波モード分散の測定装置の第3の発明は、前記偏波モード分散測定装置の第2の発明の構成の下で、ジョーンズ行列算出演算部には第1の規格部により算出された規格化ストークスベクトル  $s_1, s_2, s_3$  に基づき単位長さの規格化ストークスベクトル  $s_i$  ( $i=1, 2, 3$ ) を  $s_i / \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2} \Rightarrow s_i$  の演算 (ただし  $i=1, 2, 3$ ) により算出する第2の規格部が設けられている構成をもって課題を解決する手段としている。

【0069】偏波モード分散の測定装置の第4の発明は、前記第1又は第2又は第3の偏波モード分散の測定装置の発明の構成の下で、差分近似演算部により求められる行列  $H$  の第1行第1列成分の  $h_1$  の虚数部  $I_m[h_1]$

$$i(d\Psi_{out}/d\omega) = (1/2) H(\omega) \Psi_{out} \dots (14)$$

【0075】ここで本発明において明らかにされた右辺の行列は

【0076】

$$H \equiv 2i(dU/d\omega)U^+ \dots (15)$$

【0077】により定義され、この行列はエルミート行列である。前述した(数6)の式を用いると具体的な形が求まり、行列  $H$  は(数13)のように表せ、

$$h_1 = 2i(u_1^* (du_1/d\omega) + u_2^* (du_2/d\omega)) \in R_e \dots (16a)$$

【0081】

$$h_2 = 2i(u_1 (du_2/d\omega) - u_2 (du_1/d\omega)) \dots (16b)$$

【0082】と書ける。ここで  $h_1$  は理論的には実関数である。方程式(14)の解を求めるために、以下に示す固有値方程式を解くことを考える。

【0083】  $1/2 H\xi = \epsilon \xi \dots (17)$

$$\epsilon_+ = \sqrt{(|du_1/d\omega|^2 + |du_2/d\omega|^2)} \dots (18)$$

【0086】

$$\epsilon_- = -\sqrt{(|du_1/d\omega|^2 + |du_2/d\omega|^2)} \dots (19)$$

【0087】

【数14】

$$\xi_+ = \begin{bmatrix} h_1 + 2\epsilon_+ \\ h_2^* \end{bmatrix}, \quad \xi_- = \begin{bmatrix} h_1 + 2\epsilon_- \\ h_2^* \end{bmatrix}$$

$$d\epsilon_{\pm}/d\omega = dh_1/d\omega = dh_2/d\omega = 0 \dots (20)$$

【0090】であることが証明できる。すなわちこの場

合

1]と実数部  $R_e[h_1]$  の比  $I_m[h_1]/R_e[h_1]$  の絶対値の値が0より大きく1よりも小さい範囲で予め与えられる一次微小量近似成立の基準値  $\eta$  以下となるように  $\Delta\omega$  の微小周波数区間を自動決定する角周波数刻み幅自動設定部を有する構成をもって課題を解決する手段としている。

【0070】本発明に関し、始めにPooleらによる主偏光状態の理論を書き換える作業を行い、その後偏波分散ベクトル  $\Omega$  を直接に測定する方法を示す。ここでは前述した式(1)、(2)の代わりに、任意位相因子も含めたジョーンズベクトルを取扱いこれを  $\Psi$  とおく。このとき、光伝送媒質を記述する2行2列のジョーンズベクトル行列を  $U$  とすると、以下の関係式が成り立つ。

【0071】

$$\Psi_{out}(\omega) = U(\omega) \Psi_{in} \dots (12)$$

【0072】

$$\Psi_{in} = U^+(\omega) \Psi_{out}(\omega) \dots (13)$$

【0073】式(12)の両辺を微分して式(13)の関係式を用いると、出射偏光状態について本発明において特徴的な次の方程式を得る。

【0074】

【0078】

【数13】

$$H = \begin{bmatrix} h_1 & h_2 \\ h_2^* & -h_1 \end{bmatrix}$$

【0079】ここで、

【0080】

【0084】このとき、計算により固有値  $\epsilon$  および固有ベクトル  $\xi$  は以下の式(18)、(19)および(数14)のように与えられることが分かる。

【0085】

【0088】ここで、条件式(8)を採用すると、

【0089】

$$d\epsilon_1/d\omega = d\epsilon_2/d\omega = 0 \dots (21)$$

【0092】の条件を満たしており、これらが主偏光状態であることが分かる。このことから式(8)で与えられる条件が一次微小量近似を表していることが分かる。また、式(9)から、偏波モード分散 $\Delta\tau$ は固有値

$$\Delta\tau = |\epsilon_+ - \epsilon_-| = 2\sqrt{(|du_1/d\omega|^2 + |du_2/d\omega|^2)} \quad (22)$$

【0094】以上の結果を用いると、方程式(14)の一般解は、以下に示す2つの解 $\Psi_+$ 、 $\Psi_-$

$$\Psi_+ = F_+ \exp\left[-\frac{i}{2}\Delta\phi(\omega)\right], \quad \Psi_- = F_- \exp\left[\frac{i}{2}\Delta\phi(\omega)\right]$$

【0096】の線形結合で書き下せることになる。ここで $\Delta\phi$ は

$$d(\Delta\phi)/d\omega = 2\sqrt{(|du_1/d\omega|^2 + |du_2/d\omega|^2)} \quad (23)$$

【0098】を満たす位相因子である。形式的には異なるが、以上の結果は正にPooleとWagnerによる偏波モード分散の理論と同じ内容を含んでいる。このような定式化に基づけば、前述のストークスベクトルの方程式(10)との関係が明確になる。

【0099】ジョーンズ行列を偏光状態空間内のスピ

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \end{bmatrix}, \quad \sigma_1 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$$

【0101】で表されるパウリ行列である。また $\Theta$ は3次元の座標変換を与える直交行列であり、

【0102】

【数17】

$$\Theta = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$$

【0103】で定義される行列である(文献[5])。このように、スピノール場からベクトル場への変換を利用して式(14)を書き直すとベクトル場の方程式として方程式(10)が得られる(文献[20])。ここで、計算により偏波分散ベクトル $\Omega$ は以下のように書けることが

$$\Delta\tau = |\Omega| = \sqrt{(h_1^2 + h_2^2)} \quad (24)$$

【0107】という関係から偏波モード分散 $\Delta\tau$ を同時に測定できる。この結果は、式(18)、(19)および(数14)の関係から式(22)で表した表現と一致するこ

$$du_i/d\omega = \{u_i(\omega + \Delta\omega) - u_i(\omega)\}/\Delta\omega, \quad (i=1, 2) \quad (25)$$

【0109】この近似が十分成り立つような小さい $\Delta\omega$ を選べば、式(16a)に示した $h_1$ の値は実数になる。

現実的には測定誤差が生じるために、 $h_1$ の値は実数部

$\epsilon_+$ 、 $\epsilon_-$ の間の差として計算した以下の量と一致することが示せる。

【0093】

【0095】

【数15】

【0097】

ノール量として扱う場合、ストークスベクトル $S$ とジョーンズベクトル $\Psi$ の間には、 $S = \Theta(\Psi^\dagger \sigma \Psi)$ という関係がある。ここで $\sigma$ は

【0100】

【数16】

導ける。ただし $R_e$ は実数部、 $I_m$ は虚数部を示す。

【0104】

30 【数18】

$$\Omega = \begin{bmatrix} h_1 \\ R_e(h_2) \\ -I_m(h_2) \end{bmatrix}$$

【0105】式(20)を考慮すると、この表現は当然に式(10)の条件を満たしていることが分かる。したがって、被測定光伝送媒質のジョーンズ行列を(数6)に示すようなユニタリ行列の形式で評価できれば、 $h_1$ 、 $h_2$ を計算から導き $\Omega$ が評価できる。さらにこのとき

【0106】

とが分かる。実際に測定を行う場合には請求項1に示したように以下の差分近似を用いて行列 $H$ を評価する。

【0108】

$R_e$ と虚数部 $I_m$ をもち、

【0110】

50  $|I_m[h_1]/R_2[h_1]| \ll 1 \quad (26)$

【0111】となるが、

$$| \operatorname{Im} [h_1] / \operatorname{Re} [h_1] | \leq \kappa < 1 \cdots \cdots (27)$$

【0113】を満たす適当な $\kappa$ を選ぶことにより、周波数刻み幅（微小周波数区間） $\Delta\omega$ が適切か否かの判定条件になる。このようにして一次微小量近似の判定を行う利点は、隣り合った角周波数2値における情報だけで、一次微小量近似が成立しているか否かが分かることになる。

【0114】例えば、条件式(11)を実験から求めるためには、最低でも3つの角周波数（波長）での測定が必要になる。しかし、偏波分散ベクトルの成分 $u_i$ （ $i=1, 2$ ）が図3に示すような波長依存性を持っている場合に、 $\Delta\omega$ に対応する波長刻み幅を $\Delta\lambda=0.6\text{ nm}$ として差分近似を行えば、条件式(8)を考える限りにおいて明らかに $\Omega$ の周波数（波長）微分量は0にはならない。ところが、各々の区間（波長1550nm-1550.6nmの区間、および1550.6nm-1551.2nmの区間）では $u_i$ の傾きはほぼ一定であるために、これらの区間で差分近似により評価された各々の $\Omega$ の値は一次微小量近似を満たしている。偏波モード分散の測定に必要なのは、1つの区間（例えば波長1550nm-1550.6nmの区間）における $\Omega$ の値であるため、3つの角周波数（波長）での測定を用い条件式(12)を用いて一次微小量近似を評価する方法では、装置の測定能力に不当な制限を加えることになる。上記の例においては、測定に用いる波長可変光源の発振精度が $\Delta\lambda=0.6\text{ nm}$ 以上しかなければ致命的である。

【0115】このような理由により、条件式(12)の代わりに条件式(27)を用いることにより、偏波モード分散測定の能力を向上させることが可能である。

【0116】次に、本発明におけるジョーンズ行列の実測に関する議論を行う。前述の通り、通常では光伝送媒質のジョーンズ行列を測定する際に、文献〔5〕に示されている測定法を用いて行列の成分を決定する方法がとられている。しかし、この測定法による測定結果はPDLや測定誤差に対して不安定であるため、ほんの僅かなPDLや測定誤差があれば、測定により求められた行列の形がユニタリー形式にならない。しかし、光伝送媒質を通過した後の光が十分な偏光度を有しており、かつ、媒質のPDLが十分小さく殆ど無視できるような場合には、一般に光伝送媒質の偏光特性を理解する上において、測定により求められたジョーンズ行列の形がユニタリー形式である方が望ましい。

【0117】偏波モード分散を正確に測定する上では、特にこれまで述べてきた「主偏光状態」の理論がジョーンズ行列のユニタリー性を基礎にしているため、上記のことが根本的な課題になる。本発明では、この問題を解決する手段として、ジョーンズベクトルの成分を実測値から求める方法を提供し、このことを利用することによりジョーンズ行列をユニタリー形式になるように決定するもので、以下にその方法を述べる。

【0112】

【0118】光の偏光状態を記述する代表的な方法として、ジョーンズベクトルおよびストークスベクトルによる偏光状態の表現が知られている（文献〔1〕）。偏光状態が光伝送媒質の複屈折により変化を起こす場合には、これらのベクトルに対して、ジョーンズ行列、およびミューラー行列として知られる行列を作用させる手法が用いられる（文献〔1〕）。竹中は1972年にこれらの一次変換の幾何学的な関係を考察した（文献〔1〕）。この結果、これらの変換は各々幾何学的には複素二次元ベクトル空間における回転群（数学記号では、 $SL(2, C)$ ）の表現、および実三次元空間における回転群（数学記号では $O(3)$ ）の表現に相当することが示されている。このためジョーンズベクトルとストークスベクトルはスピノールとベクトルの間の変換で結び付いており、この変換は同型写像である。

【0119】他方、完全偏光の場合には光学の理論からは光の偏光状態を記述するジョーンズベクトル

20 【0120】

【数19】

$$\Psi = \begin{bmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{bmatrix}$$

【0121】に対応して、規格化ストークスベクトルは【0122】

【数20】

$$s = \begin{bmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} |\Psi_1|^2 - |\Psi_2|^2 \\ 2\operatorname{Re} [\Psi_1 \Psi_2^*] \\ -2\operatorname{Im} [\Psi_1 \Psi_2^*] \end{bmatrix}$$

【0123】の形で表せることが知られている。ここで物理的に $\Psi_i$ （ $i=1, 2$ ）は直交する光の電場の複素振幅を表す。ストークスベクトルは光の強度の次元を有するために、実測可能な物理量である（文献〔1〕）。これに対して、ジョーンズベクトルは電場の次元を有するため、実測を行うためには光の強度との関係をつける必要がある。実測可能な規格化ストークスベクトル $s=(s_1, s_2, s_3)$ に対して、このストークスベクトルに対応する偏光状態を表すジョーンズベクトル $\Psi$ は、（数19）、（数20）の関係を用いることにより以下の（数21）、（数22）のような2つの解を有し、任意位相因子を用いても不定性が残る。

【0124】

【数21】

$$F = \frac{\exp(i\gamma)}{\sqrt{2(1-s_1)}} \begin{bmatrix} 1-s_1 \\ s_2+is_3 \end{bmatrix}$$

50 【0125】



【数22】

$$F = \frac{\exp(i\gamma)}{\sqrt{2(1+s_1)}} \begin{bmatrix} 1+s_1 \\ s_2+is_3 \end{bmatrix}$$

【0126】ここでは $\gamma$ は任意位相因子である。このような事情に対し、ジョーンズベクトルとの対応を考える場合、正確にジョーンズベクトルを表しているのは(数22)の方である。実際には(数22)は $s_1 = -1$ の場合を含んでいないが、 $s_1 \rightarrow -1$ の極限をとる場合には、 $s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 = 1$ の関係から $s_2 \rightarrow 0$ 、 $s_3 \rightarrow 0$ となり、

【0127】

【数23】

$$F = \exp(i\gamma) \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (s_1 = -1)$$

【0128】となるため、この極限操作を前提とすれば、規格化ストークスベクトルのジョーンズベクトルによる表現は(数22)で書き下せることになる。このことを利用して次の手順を用いれば、光伝送媒質のジョーンズ行列をユニタリー行列の形式で測定することが可能である。すなわち、被測定光伝送媒質に対して3種類の異なる入射偏光状態の光を入れ、各々に対する出射偏光状態を実測可能な物理量であるストークスベクトルとして測定し、測定結果を演算処理することにより、光伝送媒質のジョーンズ行列をユニタリー行列の形で求めることができる。具体的には、3種類の入射偏光状態の光A、B、Cをジョーンズベクトルの表現により、前記(数9)の如くおき、(数6)のようなユニタリー形式で光伝送媒質のジョーンズ行列を記述する。

【0129】また、上記光伝送媒質を通過後に測定された光のストークスベクトルを単位長さに規格化した量で(数10)のように表すと、(数22)、(数23)に示したジョーンズベクトルと規格化ストークスベクトルの関係を用いることにより、入射光A、Bとそれらの応答に対応する規格化ストークスベクトルの成分の量の間には以下の4つの関係式が成り立つ。

$$\begin{aligned} \text{【0130】} & \left[ (1+s_1^A) / \sqrt{2(1+s_1^A)} \right] \exp(i\gamma_A) = u_1 \xi_1^A + u_2 \xi_2^A \\ & \left[ (1+s_1^B) / \sqrt{2(1+s_1^B)} \right] \exp(i\gamma_B) = u_1 \xi_1^B + u_2 \xi_2^B \\ & \left[ (s_2^A + is_3^A) / \sqrt{2(1+s_1^A)} \right] \exp(i\gamma_A) = u_1 \xi_2^A - u_2 \xi_1^A \\ & \left[ (s_2^B + is_3^B) / \sqrt{2(1+s_1^B)} \right] \exp(i\gamma_B) = u_1 \xi_2^B - u_2 \xi_1^B \end{aligned}$$

【0131】この式で入射のジョーンズベクトル $\xi$ は事前に決定することが可能であり、出射端の規格化ストークス

クスベクトル $s$ は測定により知ることができるため、これらは既知の物理量として扱う。上記の方程式系は実部と虚部を考えると8つの方程式であり、求める変数の数が行列要素 $u_1$ 、 $u_2$ の実部と虚部、および $\gamma_A$ 、 $\gamma_B$ で合計6つであることを考えると6つの変数の全てが決まりそうであるが、これらの式には

$$\begin{aligned} \text{【0132】} & |u_1|^2 + |u_2|^2 = 1, \quad |\xi_1^A|^2 + |\xi_2^A|^2 = 1, \quad |\xi_1^B|^2 + |\xi_2^B|^2 = 1. \end{aligned}$$

という3つの束縛条件があるために、方程式の自由度は $8-3=5$ である。したがって、変数が1つ決定できない。このために、 $\gamma \equiv \gamma_A + \gamma_B$ で定義する変数を用いて $\gamma_B$ を書き換えることにより、他の変数を全て $\gamma_A$ の関数として表し、求めるべきジョーンズ行列を(数11)のように求めることが可能である。この行列はユニタリー行列である。残った変数を $\gamma_A$ を求めるために、この行列で表される入射光Cを通過させることを考える。このとき、(数12)の関係が成り立つため、この関係から $\gamma_C$ と $\gamma_A$ を求めることが可能となることにより、ジョーンズ行列の全ての成分を決定できる。このようにして決定したジョーンズ行列はユニタリー行列である。

【0133】予め光伝送媒質の偏光依存損失を測定し、媒質の偏光依存損失が十分小さいことを確認した後、波長幅の狭い光源から出射される光を光伝送媒質に入射し、光伝送媒質によりデボラライズされないことを確認する。これらの条件を確認した上で、上記のような手順に従い光伝送媒質のジョーンズ行列がユニタリー行列の形で求められる。

【0134】このジョーンズ行列の測定を微小周波数幅(微小周波数区間) $\Delta\omega$ を有する2つの角周波数 $\omega$ 、 $\omega + \Delta\omega$ において行い、被測定伝送媒質におけるジョーンズ行列 $U$ およびその角周波数微分である $dU/d\omega$ を評価する。つまり、角周波数 $\omega$ によって得られるジョーンズ行列 $U(\omega)$ と、角周波数 $\omega + \Delta\omega$ によって得られるジョーンズ行列 $U(\omega + \Delta\omega)$ との差分近似を行う。上記被測定光伝送媒質におけるジョーンズ行列がユニタリー行列の形式で得られるならば、この差分近似によって得られる行列 $H$ を $H \equiv 2i(dU/d\omega)U^+$ で定義し、この定義される行列 $H$ の評価を行うことにより、前記した如く、行列 $H$ は(数13)の形で表現される。この行列 $H$ の行列成分は文献[2]に記載されている偏波分散ベクトル $\Omega$ と密接な関係を持っており、具体的には偏波分散ベクトル $\Omega$ を、

【0135】

【数24】

$$\Omega = \begin{bmatrix} \Omega_1 \\ \Omega_2 \\ \Omega_3 \end{bmatrix}$$

【0136】で表した場合に、 $h_1 = \Omega_1$ 、 $h_2 = \Omega_2 - i\Omega_3$ という関係があることが証明される。この事実を用いることにより、 $\Omega$ は(数18)で表せるため、この関係式を用いることによりジョーンズ行列の測定結果から直接偏波分散ベクトル $\Omega$ の評価を行い、偏波モード分散の値 $\Delta\tau$ を $\Delta\tau = |\Omega| = \sqrt{|h_1|^2 + |h_2|^2}$ の演算により測定評価する。

【0137】なお、前記の差分近似を用いる場合、微分の2次以上の効果が影響する程 $\Delta\omega$ の幅が大きければ、計算により求められた $h_1$ の値の虚数部が無視できなくなる。このことを利用して、差分近似を用いて求められた $h_1$ の虚数部 $I_m$ と実数部 $R_e$ の比について、 $|I_m[h_1]/R_e[h_2]| \leq \eta < 1$ の条件を満たすよりも小さな適当な値 $\eta$ を考え、この条件を満たすことを確認することにより一次微小量近似(the first order approximation)が成立しているか否かを判定する。この評価に基づき偏波モード分散の測定精度を向上させる。

【0138】

【発明の実施の形態】以下、本発明の実施形態例を図面に基づいて説明する。図1には被測定対象の光伝送媒質1の偏波モード分散の測定を行う偏波モード分散測定装置の一実施形態例の要部構成が示されている。この実施形態例の偏波モード分散測定装置は、光入射手段としての入射側装置2と、出射側装置3とを有しており、入射側装置2は波長可変光源4と偏光子および位相子からなる偏光制御装置5を有して構成されており、波長可変光源4は偏波モード分散測定の入射光の波長、つまり、角周波数 $\omega$ を可変制御する機能を備えている。偏光制御装置5は波長可変光源4から出力された入射光の入射偏光状態を制御するもので、少なくとも3種類の異なる偏光状態を作製制御する機能を有しており、この偏光制御装置5で制御された偏光状態の光が光伝送媒質1の入射端に入射されるのである。

【0139】出射側装置3は測定器本体6内に設けられる出射光測定手段11と、ジョーンズ行列算出演算部12と、差分近似演算部13と、偏波分散ベクトル算出部14

$$S_i/S_0 \Rightarrow s_i, (i=1, 2, 3) \dots (28)$$

【0144】第2の再規格化部21は、前記(28)式によって規格化されたストークスベクトル $s_1, s_2, s_3$

$$s_i / \{\sqrt{(s_1^2 + s_2^2 + s_3^2)}\} \Rightarrow s_i \dots (29)$$

【0146】そして、ジョーンズ行列算出演算部12は、この再規格化されたストークスベクトル $s_1, s_2, s_3$ を用いて、光伝送媒質1の偏光状態を記述するジョーンズ行列を算出する。このジョーンズ行列の算出手法は、記述したように3種類の入射偏光状態の光A、B、Cをジョーンズベクトルの表現により、前記(数9)の如く表し、(数6)のようなユニタリー形式で光伝送媒質1のジョーンズ行列を記述し、前記単位長さに規格化(再規格化)されたストークスベクトルを用いて、ジョ

と、偏波モード分散算出部15と、角周波数刻み幅設定部16と、測定精度評価部17とを有して構成されている。

【0140】出射光測定手段11は、検光子7a~7cと、4分の1波長板8と、光強度検出部9<sub>0</sub>、9<sub>a</sub>~9<sub>c</sub>と、光電変換器10<sub>0</sub>、10<sub>a</sub>~10<sub>c</sub>とを有して構成されている。被測定対象の光伝送媒質1を通った光は、出射端で、4方向S<sub>0</sub>~S<sub>3</sub>に分岐される。検光子7aは測定器の座標系に対して水平方向を向いた検光子で、分岐光S<sub>1</sub>を水平方向に検光し、x偏波を作り出す。検光子7bは測定器の座標系に対して垂直方向を向いた検光子であり、分岐光S<sub>2</sub>を垂直方向に検光し、y偏波を作り出す。検光子7cは測定器の座標系に対して45度の方向を向いた検光子であり、分岐光S<sub>3</sub>を45度の方向に検光する。4分の1波長板8は測定器の座標系に対して主軸が水平方向を向いた4分の1波長板であり、検光子7cで検光された分岐光S<sub>3</sub>をこの4分の1波長板8を通して後段へ出力する。

【0141】光強度検出器9<sub>0</sub>は、分岐光S<sub>0</sub>の光強度をストークスベクトルS<sub>0</sub>として検出する。同様に、光強度検出器9<sub>a</sub>は検光子7aを通過して入射する分岐光S<sub>1</sub>の光強度をストークスベクトルベクトルS<sub>1</sub>として検出する。同様に、検光子9<sub>b</sub>は分岐光S<sub>2</sub>の光強度をストークスベクトルS<sub>2</sub>として検出する。同じく光強度検出器9<sub>c</sub>は検光子7c、4分の1波長板8を介して入射してくる分岐光S<sub>3</sub>の光強度をストークスベクトルS<sub>3</sub>として検出する。そして、これら、光強度検出器9<sub>0</sub>、9<sub>a</sub>~9<sub>c</sub>で検出された各分岐光の光強度(ストークスベクトル)は、対応する光電変換器10<sub>0</sub>、10<sub>a</sub>~10<sub>c</sub>によって光強度の信号から電気信号に変換されてジョーンズ行列算出演算部12に供給される。

【0142】ジョーンズ行列算出演算部12は、ベクトル規格化部18を備えている。このベクトル規格化部18は、第1の規格化部20と第2の再規格化部21とを備えており、第1の規格化部20は、ストークスベクトルS<sub>1</sub>~S<sub>3</sub>を、ストークスベクトルS<sub>0</sub>を基準として、次の(28)式の演算によって規格化する。

【0143】

を、次の(29)式によって単位長さに再規格化する。

【0145】

ジョーンズ行列の全ての成分を決定した(数11)のように、光伝送媒質1の偏光状態を記述するジョーンズ行列をユニタリー形式で算出する。このようなジョーンズ行列の算出手続により、ジョーンズ行列算出演算部12は、光伝送媒質1の入射端に角周波数 $\omega$ の3種の偏光状態の入射光が入射され、光伝送媒質の通過後出射光のストークスベクトル量としての測定結果により求められるジョーンズ行列 $U(\omega)$ と、同様に、光伝送媒質1の入射端に、微小周波数区間 $\Delta\omega$ だけ離れた角周波数 $\omega + \Delta\omega$ の3種

類の偏光状態の入射光が入射され出射端でのストークスベクトルの測定結果によりジョーンズベクトル  $U(\omega + \Delta\omega)$  をそれぞれ算出する。

【0147】差分近似演算部13は、ジョーンズ行列算出演算部12で算出される2つのジョーンズ行列  $U(\omega)$ 、 $U(\omega + \Delta\omega)$  の差分近似を行い、2行2列の行列  $H$  を前記(15)式で算出し、(数13)のように表される行列  $H$  を算出評価する。

【0148】偏波分散ベクトル算出部14は、前記算出された行列  $H$  に基づき、偏波分散ベクトル  $\Omega$  を(数18)の如く算出する。

【0149】偏波モード分散演算部15は、前記偏波分散ベクトル算出部14で求められた偏波分散ベクトル  $\Omega$  の絶対値を演算して、(24)式により、被測定対象の光伝送媒質1の偏波分散  $\Delta\tau$  を算出測定する。

【0150】角周波数刻み幅自動設定部16は、前記差分近似演算部13の差分近似演算により求められる行列  $H$  の、第1行第1列の成分  $h_1$  の虚数部  $I_m[h_1]$  と実数部  $R_e[h_1]$  の比  $I_m[h_1]/R_e[h_1]$  の絶対値を算出し、この比の絶対値を、0より大きく1よりも小さい値で、予め与えられる一次微小量近似成立の基準値  $\eta$  以下となっているか否かを判断し、求めた比の絶対値が  $\eta$  よりも大のときには、予め与えられた一定量だけ、あるいは比例演算等により求められる  $\eta$  からのずれ量の大きさに応じた分だけ微小周波数区間  $\Delta\omega$  の値を小さくなる方向に設定し、この設定値を波長可変光源4側にフィードバックする。このフィードバックを受けて、波長可変光源4は光伝送媒質1に入射する角周波数  $\omega$  の光と角周波数  $\omega + \Delta\omega$  の2つの光の微小周波数区間  $\Delta\omega$  を狭くする。この繰り返しにより、一次微小量近似が成立する最適な微小周波数区間  $\Delta\omega$  が自動設定される。

【0151】測定精度評価部17は、前記角周波数刻み幅自動設定部16と同様に、行列  $H$  の第1行第1列の成分  $h_1$  の虚数部と実数部の比の絶対値を算出し、この算出値が1よりも十分小さいことを確認することで、偏波モード分散の測定精度を評価する。すなわち、算出した比の絶対値の値が1よりも十分小さいときに、偏波モード分散の測定精度は良好と判定する。

【0152】本実施形態例の偏波モード分散測定の装置

$$U = \begin{pmatrix} u_1 & u_2 \\ -u_2^* & u_1^* \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sqrt{1+s_1^A} \exp(i\tau_A) & \sqrt{1+s_1^B} e^{-i\tau} \exp(i\tau_A) \\ -\sqrt{1+s_1^B} e^{i\tau} \exp(i\tau_A) & \sqrt{1+s_1^A} \exp(-i\tau_A) \end{pmatrix}$$

【0160】(B) y 偏波

【0161】

$$U = \frac{1}{\sqrt{2+s_1^A+s_1^B}} \begin{pmatrix} \sqrt{1+s_1^A} \exp(i\tau_A) & \sqrt{1+s_1^B} e^{-i\tau} \exp(-i\tau_A) \\ -\sqrt{1+s_1^B} e^{i\tau} \exp(i\tau_A) & \sqrt{1+s_1^A} \exp(-i\tau_A) \end{pmatrix}$$

【0162】(C) 45度直線偏波

【0163】

は上記のように構成されており、次に、この装置を用いた光伝送媒質1の偏波モード分散の測定例を以下に示す。

【0153】本実施形態例では、偏波モード分散の測定を行う前に、被測定対象の光伝送媒質1の光通過後の光の偏光度を測定し、十分完全偏光に近いことを確認した後に、以下の偏波モード分散の測定を行う。まず、光伝送媒質のジョーンズ行列の評価(実測による算出)を行うために、測定器の有する固有の座標軸のもとで、偏光制御装置5の偏光子を用いてx方向の直線偏光、y方向の直線偏光、およびx-y軸から45度傾いた3種類の直線偏光A、B、Cを作り出す。この入射光A、B、Cの入射偏光状態は、ジョーンズベクトル  $s$  の表現により、(数25)となる。

【0154】

【数25】

$$F_A = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad F_B = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad F_C = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$$

【0155】各々の入射光A、B、Cに対して、光伝送媒質の出射端における測定から得られるストークスベクトルを規格化して(数10)の如く表し、単位長さに再規格化された(数26)に示すストークスベクトル

【0156】

【数26】

$$s = \begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{pmatrix}$$

【0157】に対応して、ジョーンズベクトルをこれらの成分を用いて(数22)のように書き下す。ここで  $\tau$  は任意位相因子である。(数6)で記述される光伝送媒質1に対して(数25)で示した各々の入射偏光を入れた場合に、出力の偏光状態は以下のように与えられる。

【0158】(A) x 偏波

【0159】

【数27】

$$\begin{pmatrix} \sqrt{1+s_1^B} e^{-i\tau} \exp(-i\tau_A) \\ \sqrt{1+s_1^A} \exp(-i\tau_A) \end{pmatrix}$$

【数28】

$$\begin{pmatrix} \sqrt{1+s_1^B} e^{-i\tau} \exp(-i\tau_A) \\ \sqrt{1+s_1^A} \exp(-i\tau_A) \end{pmatrix}$$

【数29】

$$\frac{\exp(i\tau_c)}{\sqrt{2(1+s_1^c)}} \left\{ \frac{1+s_1^c}{s_2^c+is_3^c} \right\}$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2(s_1^A+s_1^B)}} \left\{ \frac{\sqrt{1+s_1^A} \exp(i\tau_A) + \sqrt{1+s_1^B} \exp(-i\tau) \exp(-i\tau_A)}{\sqrt{1+s_1^B} \exp(-i\tau_A) - \sqrt{1+s_1^A} \exp(i\tau) \exp(i\tau_A)} \right\}$$

【0164】以下、このことを元にして光伝送媒質1の 偏光特性を記述するジョーンズ行列の各成分を決定す (数28)。(数29)から以下の方程式系を得る。

$$\left[ \frac{(1+s_1^A)}{\sqrt{2(1+s_1^A)}} \right] \exp(i\tau_A) = u_1 \dots \dots \dots \quad \text{【0165】}$$

$$\dots \dots \dots (30a)$$

【0166】

$$\left[ \frac{(1+s_1^B)}{\sqrt{2(1+s_1^B)}} \right] \exp(i\tau_B) = u_2 \dots \dots \dots$$

$$\dots \dots \dots (30b)$$

【0167】

$$\left[ \frac{(s_2^A+is_3^A)}{\sqrt{2(1+s_1^A)}} \right] \exp(i\tau_A) = -u_2$$

$$* \dots \dots \dots (30c)$$

【0168】

$$\left[ \frac{(s_2^B+is_3^B)}{\sqrt{2(1+s_1^B)}} \right] \exp(i\tau_B) = u_1 *$$

$$\dots \dots \dots (30d)$$

【0169】式(30a)および(30b)より、 $|u_1|$  20 式(30c)。(30d)に代入することにより、  
 $= \sqrt{\{(1+s_1^A)/2\}}$ 、 $|u_2| = \sqrt{\{(1+s_1^B)/2\}}$  という関係式を得ることができ、これらを

$$u_1^* / |u_1| = \exp(-i\tau_A) = \left[ \frac{(s_2^B+is_3^B)}{\sqrt{\{(1+s_1^A)(1+s_1^B)\}}} \right] \exp(i\tau_B) \dots \dots \dots (31)$$

【0171】および、

$$u_2^* / |u_2| = \exp(-i\tau_B) = - \left[ \frac{(s_2^A+is_3^A)}{\sqrt{\{(1+s_1^A)(1+s_1^B)\}}} \right] \exp(i\tau_A) \dots \dots \dots (32)$$

【0173】という関係式を各々得ることになる。そこで、式(31)。(32)の相加平均をとると、

$$\exp[-i(\tau_A+\tau_B)] = (1/2) \left[ \frac{(s_2^B+is_3^B)}{\sqrt{\{(1+s_1^A)(1+s_1^B)\}}} - \frac{(s_2^A+is_3^A)}{\sqrt{\{(1+s_1^A)(1+s_1^B)\}}} \right] \dots \dots \dots (33)$$

【0175】となる。実際の評価では、右辺は測定値のみから決定されるために誤差を含み、大きさが1になるとは限らないため以下のように規格化された値を採用

$$\exp(i\tau) \equiv \exp[-i(\tau_A+\tau_B)] = \{ (s_2^B-s_2^A) + i(s_3^B-s_3^A) \} / \sqrt{\{(s_2^B-s_2^A)^2 + (s_3^B-s_3^A)^2\}} \dots \dots \dots (34)$$

【0177】ここで、 $\tau = \tau_A + \tau_B$  で定義された量を用いることにより、ジョーンズ行列は以下の (数30) のように $\tau_A$  の関数として表すことができる。

$$U = \begin{pmatrix} u_1 & u_2 \\ -u_2^* & u_1^* \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sqrt{1+s_1^A} \exp(i\tau_A) & \sqrt{1+s_1^B} e^{-i\tau} \exp(-i\tau_A) \\ -\sqrt{1+s_1^B} e^{i\tau} \exp(i\tau_A) & \sqrt{1+s_1^A} \exp(-i\tau_A) \end{pmatrix}$$

【0179】ところで、この行列の行列式は

$$\det U = 1 + (1/2) (s_1^A + s_1^B) \dots \dots \dots (35)$$

【0181】であるため理論的には1になるが、実験誤差(ストークスペクトルの測定誤差)を考えれば1にならないので、実験誤差が生じて1になるようにこの値

【0180】

で行列を規格化した(数31)を用いる方が適当である。

【0182】

【数31】

$$U = \frac{1}{\sqrt{2+s_1^A+s_1^B}} \begin{pmatrix} \sqrt{1+s_1^A} \exp(i\tau_A) & \sqrt{1+s_1^B} e^{-i\tau} \exp(-i\tau_A) \\ -\sqrt{1+s_1^B} e^{-i\tau} \exp(i\tau_A) & \sqrt{1+s_1^A} \exp(-i\tau_A) \end{pmatrix}$$

【0183】これにより、ジョーンズ行列を $\tau_A$ の関数としてユニタリ形式に書けることが示せた。この伝送媒質に $s_c$ を入射すると、(数32)なる関係式を得る。

$$\frac{\exp(i\tau_c)}{\sqrt{2(1+s_1^C)}} \begin{pmatrix} 1+s_1^C \\ s_2^C+is_3^C \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2(2+s_1^A+s_1^B)}} \begin{pmatrix} \sqrt{1+s_1^A} \exp(i\tau_A) + \sqrt{1+s_1^B} \exp(-i\tau) \exp(-i\tau_A) \\ -\sqrt{1+s_1^B} \exp(-i\tau_A) - \sqrt{1+s_1^A} \exp(i\tau) \exp(i\tau_A) \end{pmatrix}$$

【0185】したがって、 $x = \exp(i\tau_A)$ 、 $y = \exp(i\tau_C)$ 、とにおいて以下の方程式を解き $x$ を求める

$$\sqrt{(1+s_1^C)} y = \{1/\sqrt{(2+s_1^A+s_1^B)}\} [\{\sqrt{(1+s_1^A)}\} x + \{\sqrt{(1+s_1^B)}\} \exp(-i\tau)/x] \dots (36a)$$

【0187】

$$\{(s_2^C+is_3^C)/\sqrt{(1+s_1^C)}\} y = \{1/\sqrt{(2+s_1^A+s_1^B)}\} [\{\sqrt{(1+s_1^A)}\} 1/x - \{\sqrt{(1+s_1^B)}\} \exp(i\tau)x] \dots (36b)$$

【0188】ただし、実験誤差のために $x$ 、 $y$ の値の大きさが1にならないことがある。このため方程式(36a)、(36b)で得られる解を規格化して

【0189】

$$\exp(i\tau_A) = x/|x| \dots (37)$$

【0190】とした値を(数31)に代入する方が適切である。

【0191】入射偏光状態として、ここで用いた以外の3種類の異なる偏光状態を用いた場合にも、同様の議論を経てジョーンズ行列を求めることが可能である。

【0192】予め、光伝送媒質の偏波依存損失と光を透過した後の偏光度を測定することにより、偏波依存損失が十分小さく、かつ、偏光度が十分大きい場合に限って、以上の測定を行うことでジョーンズ行列をユニタリ行列の形式で実測できる。ジョーンズ行列をこのような形式で測定することにより、Pooleらによる主偏光状態の理論(文献〔3〕)にも、麻生らによる波長掃引法の公式(文献〔18〕)にも適用できるため、偏波モード分散の測定以外の応用も広がるものと考えられる。上記のようにして光伝送媒質1の偏光特性を記述するジョーンズ行列を、微小角周波数 $\Delta\omega$ だけ離れた2つの異った

ことにより、ジョーンズ行列の全ての成分が求まる。

【0186】

角周波数 $\omega$ と、 $\omega + \Delta\omega$ の入射光に基づいて求めた後、主偏光状態の理論に基づいた偏波モード分散の測定を行う場合には、角周波数 $\omega$ の光入射によって得られるジョーンズ行列 $U(\omega)$ と、角周波数 $\omega + \Delta\omega$ の光入射によって得られるジョーンズ行列 $U(\omega + \Delta\omega)$ との差分近似を行い、この差分近似により得られる行列 $H$ から前述したように偏波分散ベクトル $\Omega$ を求め、この絶対値 $|\Omega|$ を算出することにより目的とする偏波モード分散 $\Delta\tau$ が算出される。

30 【0193】次にモード結合を有する光伝送媒質の例として、図2に示す2本の偏波保持光ファイバ22、23を主軸間の角度不整合 $\theta$ で接続したモデルを考える。この例では、偏波保持光ファイバ22は主軸間の位相差が $\Delta\phi_1$ のものを使用しており、偏波保持光ファイバ23は主軸間の位相差が $\Delta\phi_2$ のものを使用している。なお、図2の $x$ 軸と $y$ 軸は測定器本体6の座標系を示している。この具体例に基づいて、数値シミュレーションを行い、実測の偏波モード分散測定について述べる。この場合、2本の光ファイバ各々の固有偏光状態間の位相差を $\Delta\phi_1$ 、 $\Delta\phi_2$ とおくと、

【0194】

$$[+] \equiv \Delta\phi_1 + \Delta\phi_2, [-] \equiv \Delta\phi_1 - \Delta\phi_2 \dots (38)$$

【0195】で示された位相因子を用いて、ジョーンズ行列の成分は

$$u_1 = e^{-i[+]} \cos^2\theta + e^{-i[-]} \sin^2\theta \dots (39a)$$

【0197】

$$u_2 = -(e^{i[+]} + e^{i[-]}) \sin\theta \cos\theta \dots (39b)$$

【0198】と計算できる。式(15)を用いて計算した行列 $H$ は(数13)の形をしており、

【0199】

$$h_1 = \Delta\tau_2 \cos 2\theta + \Delta\tau_1 (\cos^2 2\theta + \cos \Delta\phi_2 \sin^2 2\theta) \dots$$

(40)

【0200】

$$R_e[h_2] = \Delta \tau_2 \sin 2\theta + \Delta \tau_1 \sin 2\theta \cos 2\theta (1 - \cos \Delta \phi_2 \sin 2\theta) \dots (41)$$

【0201】

$$I_m[h_2] = -\Delta \tau_1 \sin 2\theta \sin \Delta \phi_2 \dots (42)$$

【0202】である。ここで、

【0203】

$$\Delta \tau_1 = d(\Delta \phi_1) / d\omega, \Delta \tau_2 = d(\Delta \phi_2) / d\omega \dots (43)$$

【0204】である。実際の測定において、これらの量が一次微小量近似の範囲内で正確に評価されているか否かを調べるために、式(8)で示されている条件を考える。この条件を満たせば、自動的に偏波モード分散の評

価が一次微小量近似の範囲内で行われていることになる。実際に評価においては、中心角周波数 $\omega_0$ と、これより $\Delta\omega$ 離れた角周波数からジョーンズ行列を求め、

【0205】

$$H(\omega_0) = 2i \{ \{ U(\omega_0 + \Delta\omega) - U(\omega_0) \} / \Delta\omega \} U^+(\omega_0) \dots (44)$$

【0206】という差分近似を用いることにより評価を行う。したがって、条件式(27)から導かれる帰結とし

【0207】

$$|I_m[h_1] / R_e[h_1]| \leq \dots (45)$$

【0208】とし、この条件を一次微小量近似の必要条件として考えればよい。この条件を満たす場合に行列Hはエルミートになり、偏波モード分散を式(24)の形式で評価できる。また、偏波分散ベクトルも3次元実ベクトルとして求めることができる。

材による複屈折により偏波保持ファイバの役割を果たす、PANDAファイバと呼ばれる偏波保持光ファイバとする。偏波保持ファイバ接続時の角度不整合は $\theta = 30$ 度(deg)とする。このとき、理想的なジョーンズ行列は理論上、(数33)のように与えられ、その成分は以下のように与えられるはずである。

【0210】

【数33】

$$U = \begin{pmatrix} u_1 & u_2 \\ -u_2^* & u_1^* \end{pmatrix}$$

【0211】

【0209】

【実施例】次に、図2に示す主軸間の角度不整合を有する2本の偏波保持光ファイバ22、23を接続した系を実際に測定する具体例について数値例を挙げながら説明する。2本の偏波保持ファイバ22、23の仕様は、各々波長1550nmにおけるビート長が $LB = 0.03$  mで等しく、ファイバ長は $L_1 = 1.708$  m、 $L_2 = 1.138$  mとする。これら2本のファイバは、各々コアの両側に付けられた応力付与母

$$u_1(\omega) = 0.25 \{ \exp(-2.500 \times 10^{-11} i \omega) + 3 \exp(-12.500 \times 10^{-12} i \omega) \} \dots (46)$$

【0212】

$$u_2(\omega) = 0.433 \{ \exp(2.500 \times 10^{-12} i \omega) - \exp(12.500 \times 10^{-12} i \omega) \} \dots (47)$$

【0213】実際に測定する際には測定誤差が生じ、その測定誤差には、以下のような事象が考えられる。

(i = 1, 2, 3)

(イ) 指定する入射偏光状態が正確に媒質に入っているかどうか起因する誤差。(ロ) PDLの影響による誤差。ここでは、各々の誤差の重ね合わせとして、測定値の相対誤差が10%以下である測定系を組んだ場合について考える。実験の前に予めPLDおよび媒質を通過した後の光の偏光度を測定し、各々0.01dB/km、90%以上であることを確認した。通常偏光度が100%でない場合にはストークスベクトルの第0成分(文献[1])を用いて規格化するとすると $s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 < 1$ なる関係があり、完全偏光の条件(完全偏光では理論上、 $s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 = 1$ となる)が崩れる。このため、95%の偏光度であれば十分完全偏光であるとして以下のように再規格化を行う。 $s_i / \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2} \Rightarrow s_i$ 。

【0214】この再規格化により、十分完全偏光であると思わせる例えば95%以上の偏光度においても、 $s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 = 1$ を満たす。波長1550nmの光源を用いて、(数25)で指定する偏光状態の光を入射させることを考える。このとき、式(46)、(数33)は(数34)となる。

【0215】

【数34】

$$U(\omega_0) = \begin{pmatrix} 0.5546 + 0.7907i & -0.2328 - 0.1142i \\ 0.2328 - 0.1142i & 0.5546 - 0.7907i \end{pmatrix}$$

【0216】この行列を測定することを考える。入射偏光を(数25)のように指定すれば、出力の偏光状態として得られるべき再規格化されたストークスパラメータは

(数10)である、上記の例では具体的に(数35)なる理論値が計算される。

【0217】  
【数35】

$$s_A = \begin{pmatrix} 0.8655 \\ 0.0776 \\ -0.4947 \end{pmatrix}, \quad s_B = \begin{pmatrix} -0.8655 \\ -0.0776 \\ 0.4947 \end{pmatrix}, \quad s_C = \begin{pmatrix} -0.4387 \\ -0.3588 \\ -0.8239 \end{pmatrix}$$

【0218】実際の測定においてストークスパラメータを求める場合、得られた結果は誤差を含む。相対誤差10%以内で、以下の(数36)のような再規格化されたストークスベクトルが得られたとして、このデータからのジョーンズ行列の評価を行う。

ジョーンズ行列の評価を行う。

【0219】

10 【数36】

$$s_A = \begin{pmatrix} 0.85 \\ 0.08 \\ -0.52 \end{pmatrix}, \quad s_B = \begin{pmatrix} -0.86 \\ -0.07 \\ 0.50 \end{pmatrix}, \quad s_C = \begin{pmatrix} -0.43 \\ -0.35 \\ -0.83 \end{pmatrix}$$

【0220】ここで $s_B$ の大きさは明らかに1を越えているが、有効数字が少数第2桁までしかないことに起因するものであり、本質的な問題ではないと考える。この測定から(数22)を用いることにより、式(34)から任意位相因子 $\tau$ が

$$\exp(i\tau) = -0.1455 + 0.9894i \dots \dots (48)$$

【0222】と計算できる。これを用いると(数30)の行列は以下の(数37)のように書ける。

【0223】

20 【数37】

【0221】

$$U = \begin{pmatrix} 0.9642 \exp(i\tau_A) & -(0.0386+0.2624i) \exp(-i\tau_A) \\ (0.0386-0.2624i) \exp(i\tau_A) & 0.9642 \exp(-i\tau_A) \end{pmatrix}$$

【0224】また、 $\tau_A$ を求めるための方程式(37)は

【0225】

$$0.7550y = -0.7089 \{ (0.0544 + 0.3702i) / x + 1.3602x \} \dots \dots (49)$$

【0226】

$$-(0.4636 + 1.0994i)y = 0.7089 [1.3602/x + (0.0544 - 0.3702i)x] \dots \dots (50)$$

【0227】となる。この方程式を解くことにより、

大きさは

$$【0228】x = 0.5845 + 0.8283i \dots \dots (51)$$

$$【0231】|x| = 1.0138 \dots \dots (53)$$

【0229】

【0232】であり1よりも大きいので、ジョーンズ行列の大きさを1にするために規格化を行い

$$y = -(0.4372 + 0.9014i) \dots \dots (52)$$

【0233】

【0230】なる解を得る。この実験誤差のため、 $x$ の

$$\exp(i\tau_A) = x / |x| = \pm (0.5765 + 0.8171i) \dots \dots (54)$$

【0234】を得る。負号をとれば(数38)を得る。

けでありジョーンズ行列の表現として等価な結果を与える。

【0235】

次に、以上の手法を用いて光伝送媒質の偏波モード分散を決定する。

【数38】

$$U(\omega_0) = \begin{pmatrix} -0.5559 - 0.7878i & 0.2367 + 0.1198i \\ -0.2367 + 0.1198i & -0.5559 + 0.7878i \end{pmatrix}$$

波長 $\lambda_0 = 1550\text{nm}$ 、 $\Delta\lambda = 2.0\text{nm}$ として考察を行う。

この場合の角周波数差 $\Delta\omega$ は、 $\Delta\omega = -1.567 \times 10^{12} \text{rad./sec.}$ である。

(数25)に対応する3種類の入射偏光状態を入れた場合に得られる出力のストークスベクトルは、再規格化した表現で(数39)のように与えられる。

【0236】この結果は、(数34)で与えられる理論値と比較して相対誤差5%以内で一致している。以上の手順に基づいて式(46)、(47)で与えられる系のPMDを求めることにする。なお、式(54)において正号を採用したとしても、位相差が $\pi$ 異なる(符号が異なる)だ

【0237】

【数39】

41

42

$$s_A = \begin{pmatrix} -0.3624 \\ 0.7866 \\ 0.4999 \end{pmatrix}, \quad s_B = \begin{pmatrix} 0.3624 \\ -0.7866 \\ -0.4999 \end{pmatrix}, \quad s_C = \begin{pmatrix} 0.9289 \\ 0.2611 \\ 0.2625 \end{pmatrix}$$

【0238】実際の測定において、相対誤差10%の範囲内で以下のような(数40)の測定結果を得たとする。

【0239】

【数40】

$$s_A = \begin{pmatrix} -0.36 \\ 0.80 \\ 0.48 \end{pmatrix}, \quad s_B = \begin{pmatrix} 0.35 \\ -0.79 \\ -0.51 \end{pmatrix}, \quad s_C = \begin{pmatrix} 0.93 \\ 0.26 \\ 0.27 \end{pmatrix}$$

【0240】この場合に、先述の議論より評価されるジョーンズ行列は(数41)により与えられる。

【0241】

【数41】

$$U(\omega_0 + \Delta\omega) = \begin{pmatrix} -0.1307 - 0.5518i & -0.2625 - 0.7807i \\ 0.2625 - 0.7807i & -0.1307 + 0.5518i \end{pmatrix}$$

【0242】これにより差分近似を行うと(数42)なる関係が得られる。

【0243】

【数42】

$$\begin{aligned} \frac{dU}{d\omega} &\approx \frac{U(\omega_0 + \Delta\omega) - U(\omega_0)}{\Delta\omega} \\ &= 10^{-12} \times \begin{pmatrix} -0.2713 - 0.1506i & 0.3185 + 0.5746i \\ -0.3185 + 0.5746i & -0.2713 + 0.1506i \end{pmatrix} \end{aligned}$$

【0244】この行列を用いて、(数43)の関係を得、

【数43】

【0245】

$$\begin{aligned} H(\omega_0) &= 2i \frac{dU}{d\omega} U^\dagger \approx 2i \frac{U(\omega_0 + \Delta\omega) - U(\omega_0)}{\Delta\omega} U^\dagger(\omega_0) \\ &= 10^{-12} \times \begin{pmatrix} 0.0644 + 0.8273i & 1.0044 + 0.6436i \\ 1.0044 - 0.6436i & -0.0644 + 0.8273i \end{pmatrix} \end{aligned}$$

【0246】という結果を得る。この式により、

【0247】

$$h_1(\omega_0) = (0.0644 + 0.8273i) \times 10^{-12} \dots \dots (55)$$

【0248】

$$h_2(\omega_0) = (1.0044 + 0.6436i) \times 10^{-12} \dots \dots (56)$$

【0249】となるが、 $h_1$ は実数値をとることから  $h_1(\omega_0) = 0.0644 \times 10^{-12}$  とおく。これより偏波分散ベクトルは(数44)により得られる。

【0250】

【数44】

$$\Omega(\omega_0) = \begin{pmatrix} 0.0644 \\ 1.0044 \\ -0.6436 \end{pmatrix} \times 10^{-12}$$

【0251】これにより偏波モード分散  $\Delta\tau$  の値は  $\Delta\tau = |\Omega| = 1.195$  ps のように得られる。この値は、理論値  $\Delta\tau = 4.359$  ps と比べると、正確な測定を行っている

とは言い難い。この原因は式(55)から理解できるものであり、 $|I_m[h_1]/R_e[h_1]| = 12.844 > 1.000$  であることは、差分近似を行ったときに式(8)の条件を満足していないことに起因する。そこで、 $|I_m[h_1]/R_e[h_1]|$  の値が0より大きく、かつ、1より十分小さい値となるように  $\Delta\lambda = 0.2$  nm として  $\Delta\omega$  の微小周波数区間を設定した場合に、ストークスベクトルの測定誤差が10%以内として求めた値を考えると、理想的には再規格化した(数45)の値が得られるはずだが、

【0252】

【数45】

$$s_A = \begin{pmatrix} 0.9678 \\ 0.0186 \\ -0.2512 \end{pmatrix}, \quad s_B = \begin{pmatrix} -0.9678 \\ -0.0186 \\ 0.2512 \end{pmatrix}, \quad s_C = \begin{pmatrix} -0.1241 \\ -0.8325 \\ -0.5399 \end{pmatrix}$$



【0253】実測では(数46)の結果を得た。

【数46】

【0254】

$$s_A = \begin{pmatrix} 0.97 \\ 0.02 \\ -0.23 \end{pmatrix}, \quad s_B = \begin{pmatrix} -0.97 \\ -0.02 \\ 0.26 \end{pmatrix}, \quad s_C = \begin{pmatrix} -0.12 \\ -0.86 \\ -0.50 \end{pmatrix}$$

【0255】この結果より求められるジョーンズ行列は(数47)となる。

【0256】

【数47】

$$U(\omega_0 + \Delta\omega) = \begin{pmatrix} -0.2656 - 0.9563i & 0.1203 + 0.0231i \\ -0.1203 + 0.0231i & -0.2656 + 0.9563i \end{pmatrix}$$

【0257】よって(数38)を用いると  $h_1(\omega_0) = (3.9949 + 0.86399i) \times 10^{-12}$ ,  $h_2(\omega_0) = (1.9190 + 1.2793i) \times 10^{-12}$  となるため、式(27)で一次微小量近似成立の基準値  $\eta$  を  $\eta = 0.25$  とすれば、 $|I_m[h_1]/R_e[h_1]| = 0.2163 \leq 0.25$  となり、 $\Delta\omega$  は一次微小量近似が成立するための刻み幅の必要条件を満たしている。実際にこのとき  $\Omega(\omega_0)$  は(数48)となり、

【0258】

【数48】

$$\Omega(\omega_0) = \begin{pmatrix} 3.9949 \\ 1.9190 \\ -1.2793 \end{pmatrix}$$

【0259】これより計算される偏波モード分散は  $\Delta\tau = 4.613$  ps であり、理論値との相対誤差は 5.83% になる。このように、モード結合が存在する場合にも適切な刻み幅  $\Delta\omega$  を選ぶことにより、精度良く偏波モード分散の測定が可能である。

【0260】

【発明の効果】本発明は、光伝送媒質の偏光状態を記述するジョーンズベクトルを実測可能なストークスベクトルを用いて表現し、かつ、光伝送媒質の偏光特性を記述するジョーンズ行列をユニタリ形式で表現できるようにしたので、被測定対象の光伝送媒質に3種類の偏光状態の入射光を通過させ、その出射側で光強度をストークスベクトルとして測定することで、光伝送媒質の偏光状態を記述するジョーンズベクトルおよび光伝送媒質の偏光特性を記述するジョーンズ行列を実測評価することが可能となった。

【0261】また、本発明は、従来不明確とされていたジョーンズベクトルの角周波数に対する変化状態 ( $d\mathbf{s}/d\omega$ ) を、角周波数  $\omega$  の入射によって得られるジョーンズ行列  $U(\omega)$  と、微小周波数区間  $\Delta\omega$  だけ離れた角周波数  $\omega + \Delta\omega$  の光入射によって得られるジョーンズ行列  $U(\omega + \Delta\omega)$  との差分近似によって得られる2行2列の行列  $H$  を用いて  $i(d\mathbf{s}/d\omega) = H\mathbf{s}$  という関係によって表現できることを明確化したので、この行列  $H$

の成分によって分散ベクトルを算出すること、つまり、分散ベクトルを実測することが可能となり、この分散ベクトルの絶対値を算出することにより、目的とする偏波モード分散を算出測定することが可能となった。このように、本発明は、光伝送媒質の偏光状態を記述するジョーンズベクトルを実測可能なストークスベクトルを用いて表し、かつ、ジョーンズベクトルの角周波数に対する変化状態を行列  $H$  を用いて表すようにしたので、従来においては困難であった文献〔3〕に記載されているオリジナルの考え方に忠実に沿った偏波モード分散測定系を組むことが可能となった。

【0262】さらに、本発明では、光伝送媒質の出射側で測定・評価される規格化ストークスベクトルを単位長さに再規格化し、その再規格化したストークスベクトルを用いてジョーンズベクトルとジョーンズ行列を表しているので、規格化ストークスベクトルの測定・評価による誤差等が生じて完全偏光状態から外れたり、偏波依存損失が生じたとしても、例えば、偏光度が90%以上という如く完全偏光に近い状態にあり、偏波依存損失も無視できる程度に小さい場合には、完全偏光の状態と等価に取り扱うことが可能となり、ジョーンズ行列をユニタリ形成で表現できるという優れた効果を奏することができ

【0263】さらに、本発明では、前記の如く、行列  $H$  を導入したことで、その行列  $H$  の第1行第1列の成分  $h_1$  の虚数部  $I_m[h_1]$  と実数部  $R_e[h_1]$  の比の絶対値を算出することにより、その比の絶対値が一次微小量近似成立の基準値  $\eta$  以下であることを確認することにより、偏波モード分散測定が一次微小量近似成立の条件を満たして測定されていることが確認でき、前記虚数部  $I_m[h_1]$  と実数部  $R_e[h_1]$  との比の絶対値が  $\eta$  よりも大きいときには、その値が  $\eta$  以下となるように角周波数の微小周波数区間  $\Delta\omega$  を自動設定でき、また、虚数部  $I_m[h_1]$  と実数部  $R_e[h_1]$  の比の絶対値が0よりも大きく、かつ、1よりも小さいことを確認して偏波モード分散測定の精度を評価できるので、偏波モード分散の高精度、かつ、高信頼性の測定が可能となっ

た。

【図面の簡単な説明】

【図 1】本発明に係る偏波モード分散測定装置の一実施形態例の要部構成図である。

【図 2】本実施形態例における偏波モード分散測定の対象となる光伝送媒質の一例を示す説明図である。

【図 3】ジョーンズ行列の成分  $u_j$  の波長依存性を示す説明図である。

【図 4】周波数を変化させた場合に、ポアンカレ球上で見られるストークスベクトルの変化状態の説明図である（文献〔2〕より引用）。

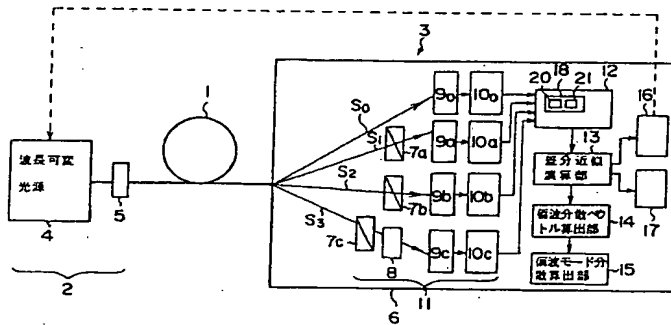
【図 5】偏波分散ベクトル  $\Omega$  の角周波数  $\omega$  に対する変化状態が  $d\Omega/d\omega = 0$  で記述される偏波分散ベクトルを有する光伝送媒質に対して、出力光の偏波状態が角周波数の変化と共に変化する状態を描く円軌道（文献〔19〕

Fig. 4 より一部転載）を示す説明図である（R. Ulrich and A. Simon, "Polarization Optics of Twisted Single-Mode Fibers" Appl. Opt., vol. 18, No. 13, (1979), pp. 2241-2251. より引用）。

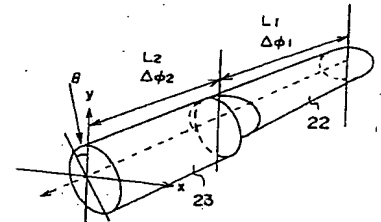
【符号の説明】

- 1 光伝送媒質
- 2 入射側装置
- 11 出射光測定手段
- 12 ジョーンズ行列算出演算部
- 10 13 差分近似演算部
- 14 偏波分散ベクトル算出部
- 15 偏波モード分散算出部
- 16 角周波数刻み幅自動設定部
- 18 ベクトル規格化部

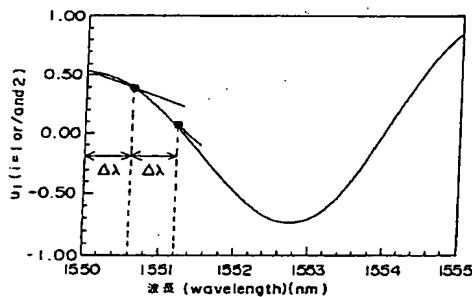
【図 1】



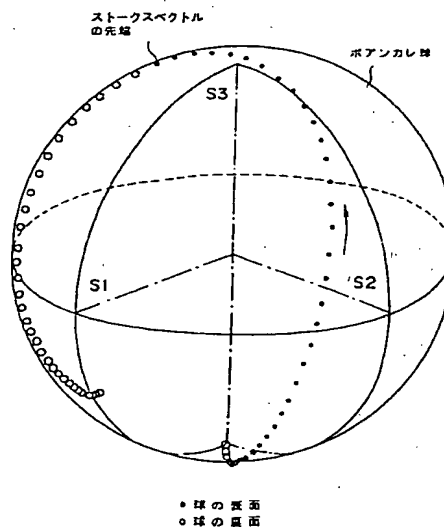
【図 2】



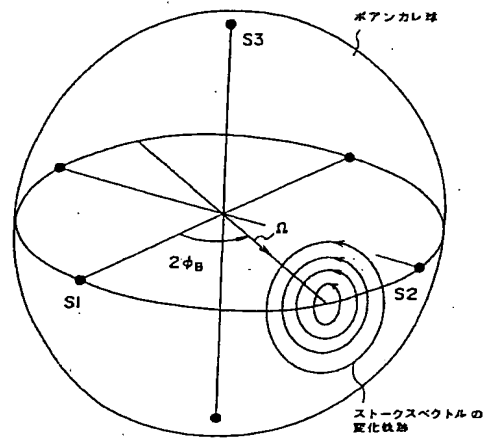
【図 3】



【図 4】



【図 5】




---

フロントページの続き

(51) Int. Cl. 6

H 0 4 B 10/12

識別記号

庁内整理番号

F I

技術表示箇所